Л. В. Тарасов

ЧЕТЫРНАДЦАТЬ ЛЕКЦИЙ О ЛАЗЕРАХ



Л. В. Тарасов

ЧЕТЫРНАДЦАТЬ ЛЕКЦИЙ О ЛАЗЕРАХ

Издание второе,
переработанное



URSS
МОСКВА

ББК 22.34 22.3о 32.86

Тарасов Лев Васильевич

Четырнадцать лекций о лазерах. Изд. 2-е, перераб.
М.: Книжный дом «ЛИБРОКОМ», 2011. — 176 с.

Настоящая книга представляет собой вводный курс лекций, посвященный лазерам. Данный курс был прочитан автором в Московском государственном институте электроники и математики (МИЭМ) для студентов специальности «Электронные приборы». В книге изложены принципы работы лазера и основные сведения о лазерах. Систематизированно рассмотрены различные типы лазеров (в основе классификации — активные среды и способы накачки), режимы лазерной генерации, внутрирезонаторные и внерезонаторные способы управления лазерным излучением.

Книга предназначена для студентов технических вузов и всех, кто впервые знакомится с лазерной техникой.

1-е издание выходило под заглавием «Лазеры и их применение»

Издательство «Книжный дом "ЛИБРОКОМ"».
117335, Москва, Нахимовский пр-т, 56.
Формат 60×90/16. Печ. л. 11. Зак. № 4186.

Отпечатано в ООО «ЛЕНАНД».
117312, Москва, пр-т Шестидесятилетия Октября, 11А, стр. 11.

ISBN 978-5-397-01693-3





Содержание

***Глава* 1**
Принципы работы лазера 7

Лекция первая 8
1.1. Световые волны и фотоны 8
1.2. Оптическая когерентность 14

Лекция вторая 20
1.3. Квантовые переходы и процессы испускания и поглощения света 20
1.4. Инвертированная активная среда 24

Лекция третья 31
1.5. Возникновение лазерной генерации. Оптический резонатор 31

Лекция четвертая 40
1.6. Основные сведения о лазере 40
1.7. К истории создания лазера 49

***Глава* 2**
Типы лазеров 55

Лекция пятая 56
2.1. Типы лазеров и способы накачки (общие замечания) 56
2.2. Твердотельные лазеры 59

Лекция шестая 67
2.3. Жидкостные лазеры 67
2.4. Фотодиссоционные лазеры 70
2.5. Электроионизационные лазеры 72

Лекция седьмая 76
2.6. Газовые лазеры на атомных переходах и ионные лазеры 76
2.7. Молекулярные лазеры 85

Лекция восьмая 91
2.8. Газодинамические лазеры 91
2.9. Химические лазеры 95
2.10. Плазменные лазеры 99

Лекция девятая 102
2.11. Полупроводниковые лазеры 102
2.12. Типы оптических резонаторов 110

***Глава* 3**
Управление излучением лазера 115

Лекция десятая 116
3.1. Внутрирезонаторное управление спектральными характеристиками 116
3.2. Модуляция добротности резонатора 123

Лекция одиннадцатая 131
3.3. Генерация световых импульсов 131

Лекция двенадцатая 139
3.4. Сверхкороткие (пикосекундные) импульсы . . . 139
3.5. Управление пространственной структурой поля излучения 144

Лекция тринадцатая 147
3.6. Преобразование частоты излучения в нелинейной среде 147

Лекция четырнадцатая 160
3.7. Обращение волнового фронта излучения 160
3.8. Отклонение и сканирование светового луча . . . 166

Упражнения 171

Ответы (с пояснениями) 173

Глава 1

Принципы работы лазера

Лекция первая

1.1. Световые волны и фотоны

Световые волны. С понятиями свет или *оптическое излучение* связывают *электромагнитные волны*, длина которых находится в диапазоне значений примерно от 0,01 до 100 мкм (1 мкм $= 10^{-6}$ м). Эти волны называют *световыми волнами*. Человеческий глаз воспринимает только те световые волны, длина которых λ удовлетворяет условию $0{,}4 < \lambda < 0{,}75$ мкм (область видимого света). Если $\lambda < 0{,}4$ мкм, то световые волны попадают в ультрафиолетовую область спектра, а если $\lambda > 0{,}75$ мкм — в инфракрасную область.

Напомним некоторые сведения об электромагнитных волнах, известные из курса физики. Электромагнитная волна представляет собой распространяющуюся со скоростью света систему периодически изменяющихся электрических и магнитных полей, ориентированных перпендикулярно друг к другу и к направлению распространения волны. «Моментальный снимок»

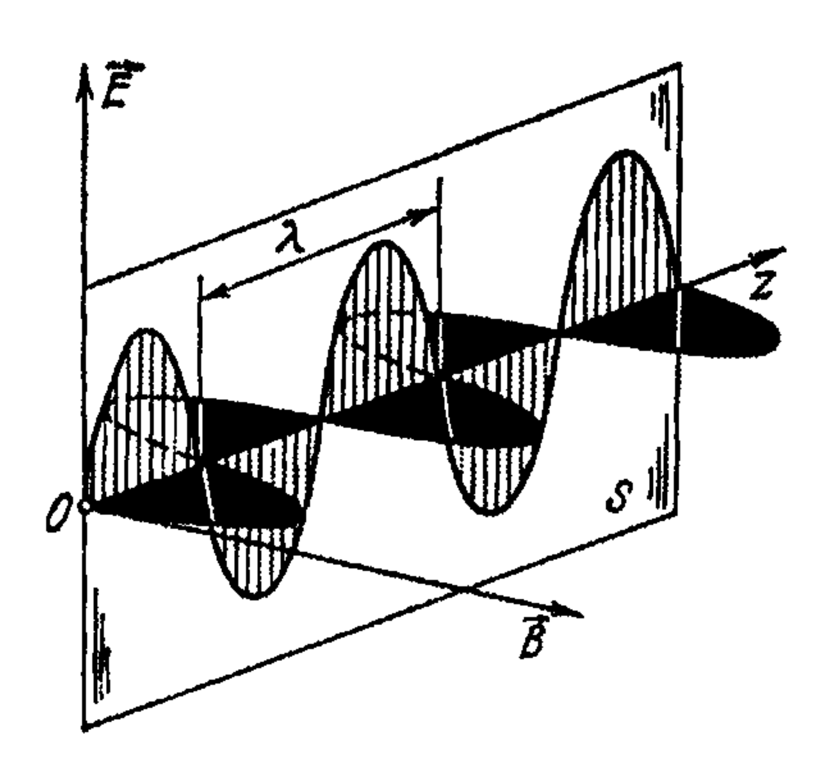


Рис. 1.1. Схематическое изображение электромагнитной волны. Волна является плоской, идеально монохроматичной, идеально поляризованной. Плоский волновой фронт ориентирован перпендикулярно к направлению распространения волны (перпендикулярно к оси z)

такой системы полей приведен на рис. 1.1. Рисунок дает представление об электромагнитной волне, которая распространяется вдоль оси z. Электрическое поле в волне описывается вектором электрической напряженности $\vec{E}$, а магнитное — вектором магнитной индукции $\vec{B}$. Можно сказать, что в электромагнитной волне совершают колебания векторы $\vec{E}$ и $\vec{B}$; эти колебания происходят во взаимно перпендикулярных плоскостях. Частота колебаний ν связана с длиной волны соотношением

$$\nu = \frac{v}{\lambda}, \tag{1.1}$$

где v — скорость распространения волны (скорость света) в данной среде. Напомним, что

$$v = \frac{c}{n}, \tag{1.2}$$

где n — показатель преломления среды; c — скорость света в вакууме ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с).

Векторы $\vec{E}$ и $\vec{B}$ выступают в электромагнитной волне равноправно. Однако фотохимическое, фотоэлектрическое, физиологическое действия света связаны главным образом с электрическим вектором $\vec{E}$. Поэтому ограничимся ниже рассмотрением именно вектора $\vec{E}$. Плоскость, в которой происходят колебания вектора $\vec{E}$ (плоскость S на рис. 1.1), будем называть *плоскостью поляризации* электромагнитной волны.

Изображенная на рис. 1.1 электромагнитная волна есть *идеализированная* волна. Она идеально монохроматична (имеет строго определенную длину λ и строго определенную частоту), имеет плоский фронт (он перпендикулярен к оси z), является идеально поляризованной (колебания вектора $\vec{E}$ происходят строго в определенной плоскости). Это есть *плоская монохроматическая поляризованная* волна. Такие световые волны «существуют» лишь на страницах популярных книг и в учебниках. В действительности же световая волна от любого реального источника света характеризуется *разбросом* частот в некотором интервале значений; ее фронт никогда не является идеально плоским. Кроме того, реальные световые волны обычно не

имеют определенной плоскости поляризации; они являются неполяризованными волнами. Таковы, в частности, световые волны от солнца, пламени костра, лампы накаливания.

Реальную световую волну можно рассматривать как некий набор плоских монохроматических поляризованных волн с разными частотами, направлениями распространения, плоскостями поляризации. Такой подход часто используют. Однако он в определенной степени формален. Более последовательным с физической точки зрения является представление реальной световой волны в виде потока микрочастиц (их называют *фотонами*), характеризующегося некоторой «внутренней структурой», определяемой распределением фотонов по различным состояниям.

Фотоны. Фотон занимает определенное место в списке *элементарных частиц*. Он не имеет массы покоя, у него нет электрического заряда. В любой системе отсчета скорость фотона равна скорости света в вакууме. Как и любую другую элементарную частицу, фотон нельзя представить себе наглядно. Не имеет смысла ставить вопросы: как выглядит фотон? какова структура фотона? Поэтому ограничимся более простым вопросом: что именно надо определить, чтобы «задать» (описать) тот или иной фотон?

Для этого надо определить, во-первых, энергию фотона ε и, во-вторых, направление его движения. Это означает, что нужно задать импульс (количество движения) фотона $\vec{p}$. Направление вектора $\vec{p}$ есть направление движения фотона; модуль вектора $\vec{p}$ есть энергия фотона, деленная на скорость света в вакууме:

$$p = \frac{\varepsilon}{c}. \tag{1.3}$$

Кроме того, надо определить поляризацию фотона. Обозначим поляризацию фотона через γ; смысл этой характеристики поясним немного позднее. Пока заметим лишь, что она принимает всего два значения, что отвечает двум возможным поляризациям фотона.

Итак, чтобы «задать» фотон, надо определить *четыре величины*: три проекции импульса (p_x, p_y, p_z) и поляризацию γ. При этом, как видно из (1.3), будет определена также энергия фотона:

$$\varepsilon = pc = c\sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}.$$

Если два фотона имеют одинаковую четверку величин p_x, p_y, p_z, γ, то говорят, что эти фотоны находятся *в одном и том же состоянии*. Следовательно, указанные четыре величины могут рассматриваться как характеристики *фотонных состояний*. Переход от одного фотонного состояния к другому связан с изменением хотя бы одной из этих величин.

Различить два фотона можно лишь в том случае, если они находятся в разных состояниях. Все фотоны, находящиеся в одном и том же состоянии, *принципиально неразличимы*.

Важно отметить, что

характеристики фотонного состояния соответствуют характеристикам плоской монохроматической поляризованной световой волны.

Направление импульса фотона совпадает с направлением распространения волны. Поляризация фотона соответствует поляризации волны. Два возможных значения поляризации фотона отвечают двум независимым состояниям поляризации волны (речь идет о состояниях поляризации волны в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях). Утверждение «фотон находится в состоянии с поляризацией $\gamma = \gamma_1$» означает, что рассматриваемый фотон «взят» из световой волны, имеющей соответствующую поляризацию. Энергия фотона выражается через частоту волны следующим образом:

$$\varepsilon = h\nu. \tag{1.4}$$

Здесь h — универсальная физическая постоянная, называемая *постоянной Планка*; $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с. Подставив (1.4) в (1.3), получим

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \tag{1.5}$$

Соотношения (1.4) и (1.5) отражают *корпускулярно-волновой дуализм* свойств света («дуализм» означает «двойственность»). Эти соотношения связывают характеристики микрочастицы (корпускулы) ε и p с характеристиками волны ν и λ. Подчеркнем, что связь осуществляется через постоянную Планка h.

Итак,

плоская монохроматическая поляризованная световая волна представляет собой коллектив фотонов, находящихся в одном и том же состоянии.

Различным фотонным состояниям соответствуют различные плоские монохроматические поляризованные волны.

О фермионах и бозонах. Все существующие в природе микрочастицы четко подразделяются на две группы по характеру их поведения в коллективе себе подобных (или, как говорят физики, по *статистическим свойствам*). Микрочастицы одной группы проявляют «крайний индивидуализм»: если какое-то состояние уже занято микрочастицей, то никакая другая микрочастица того же типа не сможет попасть в это состояние. Иначе говоря, эти микрочастицы могут заселять состояния только *поодиночке*. Микрочастицы другой группы ведут себя в коллективе совсем иначе: они не только способны заселять одно и то же состояние в неограниченном количестве, но, более того, вероятность их попадания в какое-то состояние тем больше, чем больше таких же частиц уже находится в данном состоянии. Иначе говоря, эти микрочастицы проявляют тенденцию накапливаться в отдельных состояниях.

Микрочастицы первой группы принято называть *фермионами* (в честь итальянского физика Ферми), а микрочастицы второй группы — *бозонами* (в честь индийского физика Бозе). К фермионам относятся, например, электроны. Заметим, что именно с фермионным характером статистики электронов связан тот факт, что на каждом уровне в атоме может находиться не более некоторого определенного числа электронов $(2, 8, 18, \ldots)$. Дело в том, что каждому уровню атома соответствует определенное число электронных состояний $(2, 8, 18, \ldots)$. Если бы не существовало «запрета» электронам заселять одно и то же состояние в количестве, превышающем единицу, то во всех атомах все электроны оказались бы на уровне с наименьшей возможной энергией. В результате исчезло бы все многообразие химических элементов.

Фотонные коллективы подчиняются иным законам, нежели электроны. *Фотоны относятся к бозонам.* Чем больше фотонов находится в данном состоянии, тем с большей вероятностью будет заселяться это состояние новыми фотонами. В дальнейшем мы убедимся, что бозонный характер статистики фотонов играет в оптических явлениях исключительно важную роль.

Фотоны и световые волны. Рассмотрим некоторое фотонное состояние, характеризующееся определенным импульсом $\vec{p}$ и поляризацией γ; будем называть его $p\gamma$-состоянием. Этому состоянию соответствует плоская монохроматическая поляризованная световая волна; будем называть ее $p\gamma$-волной. Пусть $N_{p\gamma}$, есть число фотонов в единице объема, находящихся в $p\gamma$-состоянии. Если

$$N_{p\gamma} \gg 1, \tag{1.6}$$

т. е. если в данном фотонном состоянии находится очень много фотонов, то можно пренебречь «зернистостью» (дискретностью) структуры излучения и рассматривать излучение в виде «непрерывной среды», или, иначе говоря, в виде плоской монохроматической поляризованной световой волны (в виде световой $p\gamma$-волны). Если же условие (1.6) не выполнено, то в этом случае пренебрегать дискретностью структуры поля излучения уже нельзя.

Таким образом, возможность существования световых волн связана с тем, насколько плотно заселяют фотоны те или иные состояния. Легко видеть, что существование световых волн есть *прямое следствие* бозонного характера статистики фотонов. Ведь если бы фотоны являлись фермионами, то в любом фотонном состоянии могло бы находиться не более одного фотона.

1.2. Оптическая когерентность

«Неупорядоченные» световые волны; волновые цуги. Рассматривая реальное оптическое излучение, необходимо учитывать различные фотонные состояния. Ведь разные атомы вещества-излучателя испускают фотоны в достаточной мере независимо друг от друга; естественно, что при этом появляются фотоны, различающиеся и энергией, и направлением импульса, и поляризацией. Излучение, «составленное» из таких разных фотонов, может быть названо «неупорядоченным»; его нельзя представлять в виде; плоской монохроматической волны. Для неупорядоченных световых волн характерен существенный *разброс фотонов по разным состояниям*.

Неупорядоченную световую волну часто моделируют как набор так называемых *волновых цугов*. Предположим, что составляющие излучение фотоны распределены (разумеется, мысленно) по группам, в каждую из которых входит достаточно большое число фотонов, находящихся в одном и том же состоянии. Каждая такая группа и есть волновой цуг. В простейшем случае волновой цуг представляют в виде простого «кусочка» («обрывка») плоской монохроматической волны, характеристики которой соответствуют характеристикам данного фотонного состояния. При этом степень заселенности состояния, т. е. количество фотонов в волновом цуге, условно связывают с длиной цуга. Большему числу фотонов в рассматриваемом состоянии сопоставляют более длинный цуг. Схематически волновой цуг изображен на рис. 1.2 (τ — длительность цуга, τc — его пространственная длина).

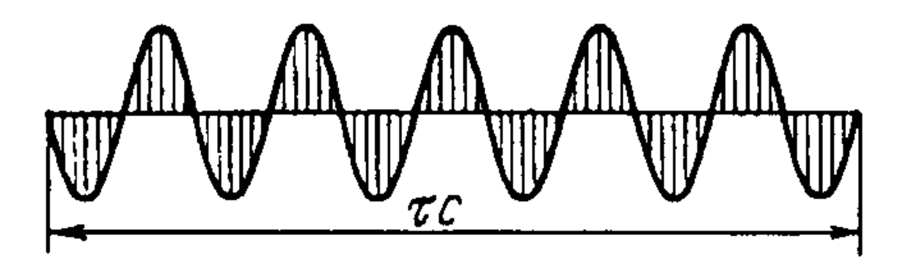


Рис. 1.2. Схематическое изображение волнового цуга в виде «обрывка» монохроматической волны. Волновой цуг соответствует определенному фотонному состоянию

Когерентность световой волны как ее способность к интерференции. Чем более «неупорядоченной» является световая волна, тем в меньшей степени она способна к созданию интерференционной картины. Способность волны к интерференции можно контролировать, измеряя *контрастность* интерференционных полос, т. е. отношение

$$\zeta = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2}, \tag{1.7}$$

где I_1 — интенсивность в центре светлой полосы, а I_2 — в центре темной полосы. Максимальная контрастность ($\zeta = 1$) наблюдается, когда $I_2 = 0$. Минимальная (нулевая) контрастность — при $I_1 = I_2$; в этом случае интерференция попросту отсутствует. Чем выше способность волны к интерференци, тем больше контрастность ζ (тем ближе она к единице). Наиболее четкая (наиболее контрастная) картина интерференционных полос показана на рис. 1.3 *а*, наименее четкая — на рис. 1.3 *в*.

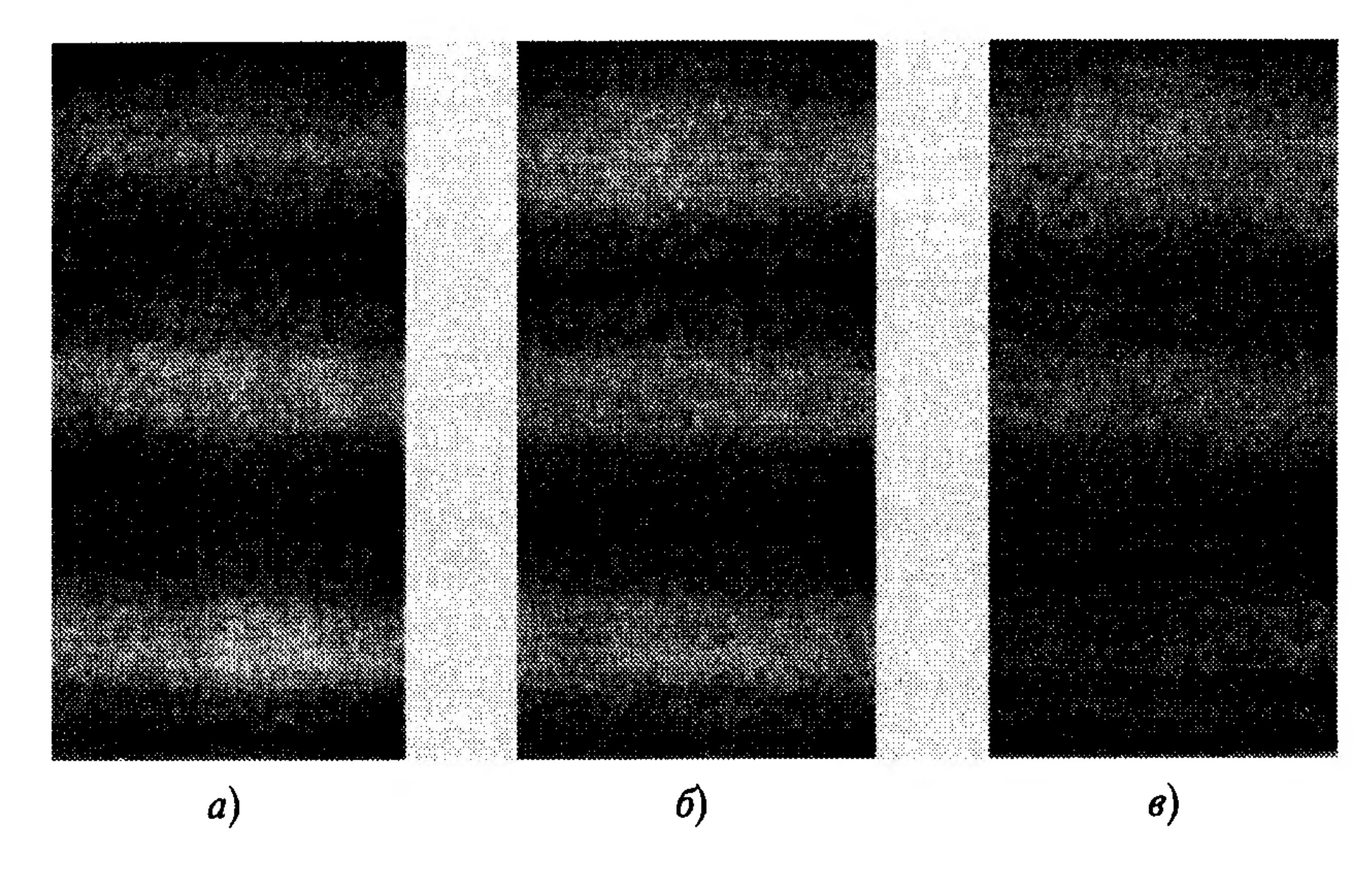


Рис. 1.3. Интерференционные картины, отвечающие разной степени контрастности. Степень когерентности света уменьшается от *а*) к *в*)

Чтобы различать световые волны по их способности к интерференции, вводят весьма важную характеристику — *степень когерентности* волны. Чем выше степень когерентности света, тем больше его способность к интерференции. Уменьшение степени когерентности света соответствует возрастанию степени его «неупорядоченности».

Плоская монохроматическая поляризованная световая волна — это *идеально когерентная* волна. Она обладает наибольшей способностью к интерференции. Это — наиболее «упорядоченная» волна. Можно допустить существование волн идеально некогерентных (совершенно «неупорядоченных»), абсолютно неспособных к интерференции. В действительности же реализуются всевозможные промежуточные случаи, отвечающие различной степени когерентности. Строго говоря, нет ни идеально когерентных, ни идеально некогерентных волн, а есть *частично когерентные* волны.

Степень когерентности световых волн и характер расселения фотонов по состояниям. Степень когерентности световых волн определяется *характером расселения фотонов по состояниям.* При идеальной когерентности, которой отвечает плоская монохроматическая поляризованная волна, все без исключения фотоны находятся в одном единственном состоянии: они имеют одну и ту же энергию, одно и то же направление импульса, одну и ту же поляризацию. В реальной световой волне фотоны расселены по разным состояниям; при этом в одних состояниях оказывается больше фотонов, в других — меньше. Чем сильнее выражена *избирательность* (неравномерность) заселения фотонных состояний, иначе говоря, чем плотнее заселены некоторые отдельные состояния за счет остальных состояний (которые остаются полностью или почти свободными), тем выше степень когерентности излучения. На практике все это означает, что степень когерентности излучения тем выше, чем ниже степень его немонохроматичности, чем меньше степень расходимости и чем выше степень поляризации.

Степень немонохроматичности волны описывается отношением

$$\xi = \frac{\Delta\nu}{\nu_0}, \tag{1.8}$$

где ν_0 — средняя частота, $\Delta\nu$ — частотный интервал, характеризующий «разброс» частот (ему отвечает «разброс» энергий фотонов $\Delta\varepsilon = \hbar\Delta\nu$). *Степень расходимости* измеряют углом раствора конуса, в пределах которого распространяется световая волна; этот угол называют углом расходимости. Чем ближе форма волнового фронта к плоскости, тем меньше угол расходимости. *Степень поляризации* световой волны определяют на практике при помощи поляризатора, например специального кристалла, пропускающего волны с колебаниями вектора электрической напряженности лишь в определенной плоскости, задаваемой ориентацией кристалла. Меняя ориентацию кристалла (поворачивая указанную плоскость вокруг направления распространения волны), измеряют интенсивность прошедшего сквозь кристалл-поляризатор света для разных ориентаций и выявляют максимальное ($I_{\max}$) и минимальное ($I_{\min}$) значения интенсивности. Степень поляризации определяется отношением

$$\omega = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \tag{1.9}$$

Между степенью немонохроматичности волны ξ и длительностью τ отвечающих этой волне цугов существует связь:

$$\xi \approx \frac{1}{\tau\nu_0}. \tag{1.10а}$$

С учетом (1.8) перепишем это соотношение в виде

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\tau}. \tag{1.10б}$$

Величину τ называют *временем когерентности*. Чем больше время когерентности, тем выше степень когерентности света.

Когерентные явления в долазерной оптике. Долазерную оптику часто называют *некогерентной* оптикой. Это название условно: следовало бы говорить о малой степени когерентности. Как бы ни была мала эта степень, в принципе ее всегда можно использовать для получения интерференционной картины. Неудивительно, что явление интерференции света наблюдалось еще в долазерной оптике — при использовании обычных источников света.

Воспользуемся представлением о волновых цугах. Различные цуги, испущенные источником света, складываясь друг с другом, не приводят к интерференции; однако возможна интерференция между частями одного и того же цуга. Схема опыта, позволяющего осуществить указанную интерференцию, дана на рис. 1.4 (*А* — источник света, *Б* — полупрозрачное зеркало, *В* — полностью отражающее зеркало, *Г* — экран, на котором наблюдают интерференционную картину). Зеркало *Б* расщепляет волновой цуг, а зеркало *В* обеспечивает последующее совмещение частей цуга в точке *Г*. Чтобы в этой точке встретились части не разных цугов, а одного и того же цуга, надо, чтобы было выполнено условие

$$L < \tau c, \quad (1.11)$$

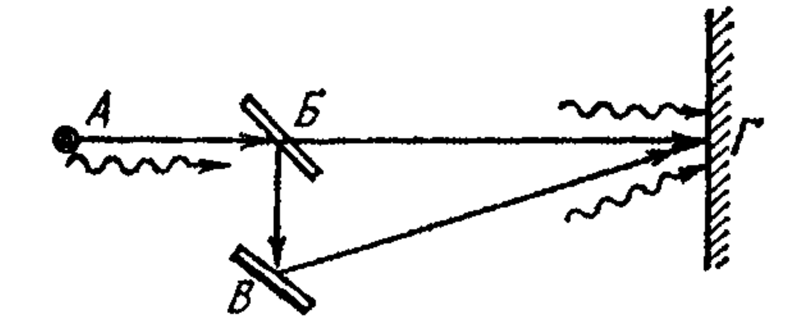


Рис. 1.4. Схема опыта, в котором может наблюдаться интерференция между частями одного и того же волнового цуга

где τc — длина цуга; L — разность путей, проходимых частями цуга от точки расщепления до точки встречи (в данном случае $L = |БВ| + |ВГ| - |БГ|$). При выполнении условия (1.11) наблюдается интерференция.

Идея, показанная на рис. 1.4, реализуется в долазерной оптике разными способами, например с помощью бипризмы Френеля, интерферометра Майкельсона, при наблюдении колец Ньютона и цветов тонких пленок. Во всех этих случаях интерференция наблюдается благодаря

тому, что расстояние L оказывается очень малым — порядка миллиметра и меньше. Ведь для обычных источников света длина волнового цуга τc (*длина когерентности*) не превышает, как правило, одного сантиметра.

Высокие когерентные свойства лазерного излучения. Появление лазера произвело в оптике подлинную революцию. Благодаря лазеру человек получил в свое распоряжение оптическое излучение с высокой степенью когерентности. Время когерентности лазерного излучения достигает 10^{-3} с. Это означает, что длина когерентности τc доходит до 10^5 м (до 100 км!), т. е. на семь порядков превышает длину когерентности обычных источников света. Угол расходимости лазерного излучения может составлять всего одну угловую минуту.

Лекция вторая

1.3. Квантовые переходы и процессы испускания и поглощения света

Познакомившись с понятием оптической когерентности, мы можем теперь перейти к рассмотрению принципов работы лазера. Начнем с обсуждения основных процессов взаимодействия оптического излучения с атомами (и молекулами) вещества.

Энергетические уровни атомов и молекул. Энергия атома или молекулы может принимать лишь некоторые определенные (*дискретные*) значения. Этим значениям соответствуют *энергетические уровни*. Переход атома (молекулы) с одного энергетического уровня на другой совершается скачком; это есть так называемый *квантовый переход*. Квантовые переходы атома или молекулы обусловлены различными причинами. В частности, переходы могут происходить при взаимодействии атомов и молекул с оптическим излучением.

Атомы каждого химического элемента характеризуются *своей* системой энергетических уровней. Характерные расстояния между уровнями энергии атома составляют примерно 1–5 эВ. Система энергетических уровней атома отражает особенности движения электронов в данном атоме.

Структура энергетических уровней молекулы отражает три типа движений: электронные движения, колебания атомов в молекуле, вращение молекулы. Поэтому система уровней у молекулы сложнее, чем у атома. Наряду с уровнями, отвечающими *электронным* движениям, существуют *колебательные* (расстояние между уровнями порядка 0,1 эВ) и *вращательные* уровни (расстояние между уровнями порядка 0,01 эВ и меньше).

Примечание. 1 эВ (электронвольт) — единица энергии, широко используемая в атомной физике. Это есть энергия, которую приобретает электрон под действием напряжения в один вольт. 1 эВ = $1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Дж. Используя соотношение $\varepsilon = h\nu = hc/\lambda$ и учитывая, что $h = 6{,}626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, $c = 3 \cdot 10^{8}$ м/с, получаем, что энергии фотона в 1 эВ соответствует длина световой волны, равная 1,24 мкм.

Поглощение света. Для простоты будем рассматривать всего два энергетических уровня некоего атома. Обозначим энергию нижнего уровня через E_1, а энергию верхнего — через E_2. Пусть атом находится на нижнем уровне, и пусть вблизи атома пролетает фотон с энергией $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$. Атом может поглотить фотон и совершить квантовый переход с уровня E_1 на уровень E_2 (см. рис. 1.5). Это есть элементарный акт *поглощения света веществом*.

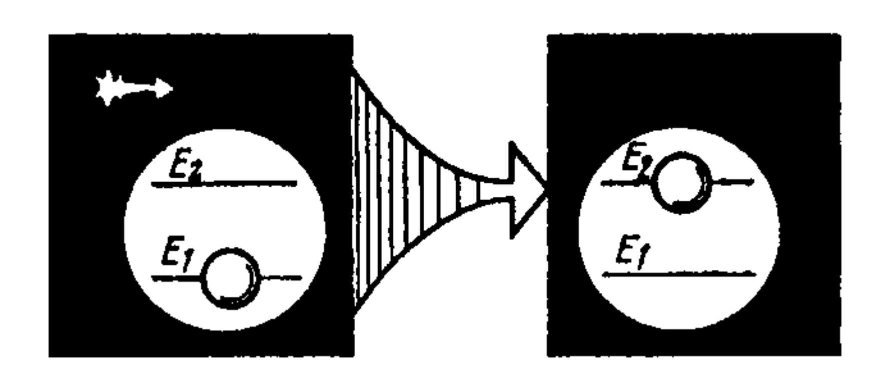


Рис. 1.5. Поглощение света

Обозначим через $w_{п}$ отнесенную к единице времени вероятность поглощения света, связанную с переходами $E_1 \to E_2$ атомов вещества. Указанная вероятность пропорциональна числу фотонов. Она может быть записана в виде

$$w_{п} = BN\varepsilon_{12}, \qquad (1.12)$$

где N — число фотонов в единице объема, имеющих энергию ε_{12}; B — коэффициент, характеризующий рассматриваемый переход $E_1 \to E_2$.

Вынужденное испускание света. Если атом находится на верхнем энергетическом уровне, то пролетающий фотон с энергией $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$ может сыграть роль своеобразного «спускового крючка»: он может вызвать (инициировать)

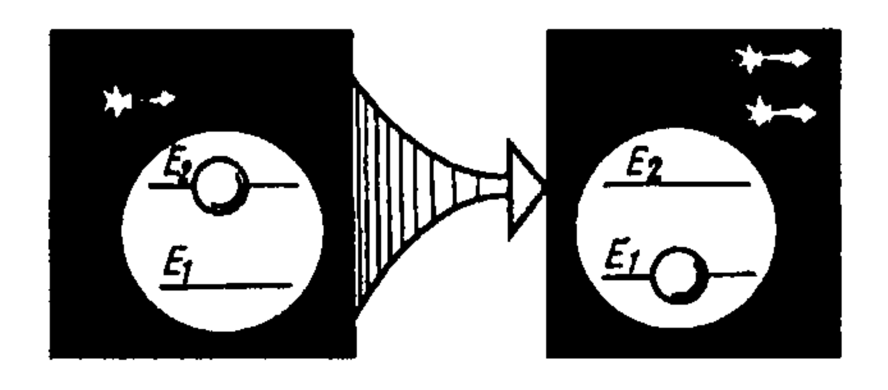


Рис. 1.6. Вынужденное испускание света

переход $E_2 \to E_1$, т. е. возвращение атома на нижний уровень. Переход $E_2 \to E_1$ сопровождается испусканием фотона (см. рис. 1.6). Новый фотон, как и исходный фотон, имеет энергию $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$. Более того, он имеет такое же направление импульса и такую же поляризацию. Иными словами, *вторичный* фотон (фотон, испущенный атомом в процессе перехода $E_2 \to E_1$) оказывается в том же самом состоянии, в каком находится *первичный* фотон (фотон, вызвавший рассматриваемый переход). В этом как раз и проявляется бозонный характер статистики фотонов — тенденция фотонов накапливаться в одном и том же состоянии.

Рассмотренный процесс называют *вынужденным* (*индуцированным*) *испусканием света*. Чем больше имеется первичных фотонов, тем выше вероятность того, что атом, находящийся на уровне E_2, совершит переход на уровень E_1. Здесь проявляется определенное сходство между вынужденным испусканием света и поглощением света: вероятности обоих процессов пропорциональны числу первичных фотонов. Вероятность $w_{\text{и.в}}$ вынужденного испускания света, отнесенная к единице времени, есть

$$w_{\text{и.в}} = BN\varepsilon_{12}. \tag{1.13}$$

Выражение (1.13) совпадает с (1.12).

Итак, если атом находится на уровне E_1, то фотон с энергией $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$ вызывает переход $E_1 \to E_2$ (и при этом уничтожается); если же атом находится на уровне E_2, то рассматриваемый фотон *с такой же вероятностью* вызывает переход $E_2 \to E_1$ (и при этом рождается еще один фотон).

Предположим, что имеется много атомов на уровне E_2. Пролетая мимо них, первичный фотон может инициировать переход $E_2 \to E_1$ во многих атомах, т. е. может инициировать рождение не одного, а целой *лавины* вторичных фотонов. Все эти фотоны будут рождаться в том же самом состоянии, в каком находится первичный фотон. Таким образом, один фотон может инициировать рождение целого волнового цуга, причем длина этого цуга (определяемая количеством родившихся вторичных фотонов) может быть, в принципе, сколь угодно большой.

Спонтанное испускание света. Находящийся на уровне E_2 атом может перейти на уровень E_1 не только под действием первичного фотона, но и *самопроизвольно*, или, как обычно говорят, спонтанно (см. рис. 1.7). Родившийся при спонтанном переходе $E_2 \to E_1$ фотон имеет энергию $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$, остальные же его характеристики (направление импульса, поляризация) оказываются *произвольными*. Вероятность спонтанного испускания фотона определяется только свойствами перехода $E_2 \to E_1$; ее записывают в виде

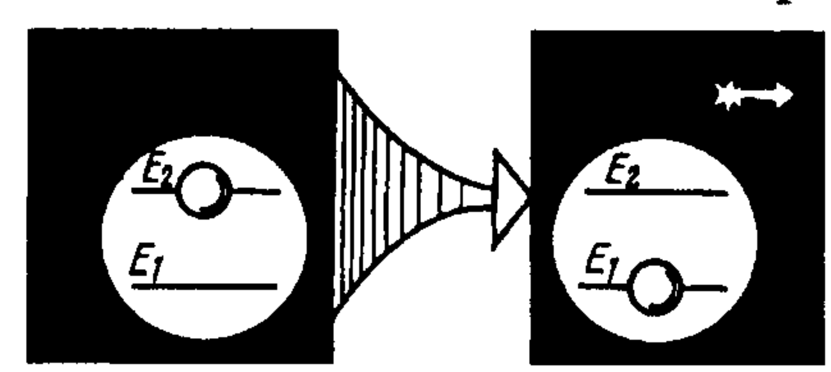


Рис. 1.7. Спонтанное испускание света

$$w_{\text{и.с}} = A. \tag{1.14}$$

Коэффициенты A и B, входящие в вероятности процессов испускания и поглощения света, называют *коэффициентами Эйнштейна*. Важно подчеркнуть, что эти коэффициенты не зависят от каких-либо внешних условий (температуры, давления, интенсивности оптического излучения и т. п.).

Итак, возможны два типа процессов испускания света атомами вещества — *вынужденное* испускание и *спонтанное* испускание. Первый процесс можно рассматривать как управляемый: он вызывается первичным фотоном, который не только инициирует переход $E_2 \to E_1$, но и определяет характеристики родившегося при этом переходе фотона. Второй процесс происходит самопроизвольно: он имеет ярко выраженный *случайный* характер. Случаен момент перехода $E_2 \to E_1$, случайны направление полета и поляризация родившегося при этом переходе фотона. Строго говоря, элемент случайного присутствует и в процессах вынужденного испускания света: первичный фотон может инициировать соответствующий переход в данном

атоме, но может и не инициировать этого перехода. Недаром же мы везде говорим о вероятности того или иного процесса.

Примечание. Самопроизвольные процессы весьма распространены в микромире. Достаточно отметить радиоактивность атомных ядер и самопроизвольные превращения различных элементарных частиц. Несмотря на принципиально случайный характер все эти процессы не являются, однако, *беспричинными* (как, впрочем, и все процессы в природе). Причины, обуславливающие спонтанные процессы, мы не будем здесь рассматривать. Укажем лишь, что в микромире любой объект всегда взаимодействует с окружающей средой. Это взаимодействие имеет принципиальный характер и не сводится к обычным силовым взаимодействиям.

1.4. Инвертированная активная среда

Активная среда и активные центры. «Сердцем» лазера является *активный элемент* — некоторая среда (твердая, жидкая или газообразная), содержащая специально подобранные атомы, ионы или молекулы, в результате высвечивания которых и возникает лазерное излучение. Эти атомы (ионы, молекулы) называют *активными центрами*. Они составляют относительно малую долю от всех атомов (молекул), образующих активную среду. Их количество в 1 см^3 активной среды составляет примерно 10^{15}–10^{17} в газообразных средах и 10^{19}–10^{20} в твердых и жидких средах.

Будем рассматривать только те уровни энергии активного центра, которые важны с точки зрения возникновения генерации в лазере. Прежде всего выделим два уровня, на переходе между которыми рождается лазерное излучение. Этот переход называют *рабочим переходом*, а соответствующие энергетические уровни — *рабочими уровнями*. Различают *нижний* и *верхний* рабочие уровни. Пусть $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$ — разность энергий рабочих уровней; $\nu_{12} = \varepsilon_{12}/h$ есть *частота рабочего перехода* (частота излучения лазера). Обозначим через n_1 и n_2 число активных центров в единице объема активной среды, находящихся на нижнем и верхнем рабочих уровнях соответственно; эти величины называют *заселенностями* рабочих уровней.

Инвертированная активная среда; усиление светового пучка в такой среде. Как уже отмечалось, фотон с энергией $\varepsilon_{12} = E_2 - E_1$ может с равной вероятностью инициировать как переход $E_1 \to E_2$, так и переход $E_2 \to E_1$. Все дело в том, на каком энергетическом уровне находится взаимодействующий с фотоном активный центр. Если на нижнем рабочем уровне (E_1) находится больше активных центров, чем на верхнем уровне (E_2), то будут преобладать процессы поглощения света. Если же, наоборот, на уровне E_1 находится меньше активных центров, чем на уровне E_2, то будут преобладать процессы вынужденного испускания света.

В обычных условиях и, в частности, при термодинамическом равновесии заселенности энергетических уровней уменьшаются по мере увеличения энергии уровней, т. е. $n_2 < n_1$. Поэтому обычно процессы поглощения света преобладают над процессами вынужденного испускания света.

Нам важно, чтобы, наоборот, *преобладали процессы вынужденного испускания света*. Следовательно, необходимо позаботиться о том, чтобы заселенность верхнего рабочего уровня оказалась выше заселенности нижнего уровня, т. е. чтобы выполнялось условие

$$n_2 > n_1, \tag{1.15}$$

называемое *условием инверсии* (обращения) заселенностей рабочих уровней. Активную среду, для активных центров которой выполнено условие инверсии, называют *инвертированной* активной средой.

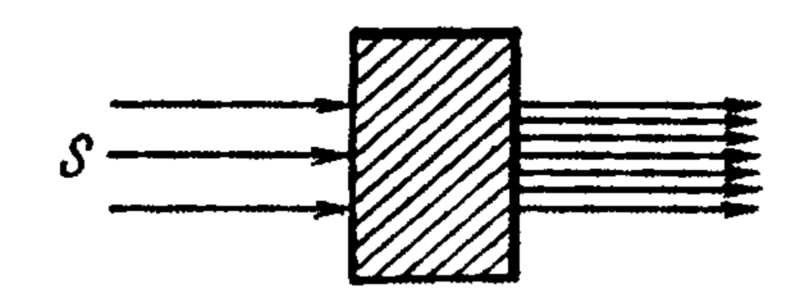


Рис. 1.8. Световой пучок может усиливаться, проходя через инвертированную активную среду

Предположим, что приготовлена инвертированная активная среда. Пусть в эту среду проходит направленный световой пучок, имеющий частоту ν_{12} и плотность потока S (см. рис. 1.8).

Прежде всего поясним, что такое *плотность светового потока* S. Она измеряется энергией светового пучка, падаю-

щей на единицу площади в единицу времени; размерность S — Дж/(м$^2 \cdot$ с) = Вт/м^2. Если обозначить через ρ плотность энергии светового поля (энергия в единице объема), то плотность светового потока можно представить как произведение ρv, где v — скорость света в данной среде. Ранее была введена величина N — число фотонов в единице объема. Очевидно, что $\rho = \varepsilon N = h\nu N$ и, следовательно,

$$S = h\nu NV. \tag{1.16}$$

Заметим, что величины S, ρ, N рассматриваются для определенной частоты излучения. Ниже будем полагать, что эта частота равна частоте рабочего перехода $\nu_{12} = \dfrac{E_2 - E_1}{h}$.

Проходя через инвертированную активную среду, световой пучок может усиливаться вследствие преобладания процессов вынужденного испускания над процессами поглощения.

Существенно, что усиливающие пучок фотоны рождаются в том же состоянии, в каком находятся фотоны исходного светового пучка, играющие роль первичных фотонов. Обозначим через W световую энергию, генерируемую на частоте ν_{12} в единице объема активной среды в единицу времени (это есть плотность световой мощности). Нетрудно показать, что

$$W = (n_2 - n_1)BNh^2\nu_{12}^2. \tag{1.17}$$

Действительно, за единицу времени в единице объема происходят $n_2 w_{\text{и.в}}$ вынужденных переходов $E_2 \to E_1$ и $n_1 w_{\text{п}}$ обратных переходов. При каждом переходе рождается (либо, напротив, уничтожается) фотон, имеющий энергию $h\nu_{12}$. Таким образом, $W = (nw_{\text{и.в}} - n_1 w_{\text{п}})h\nu_{12}$. Используя (1.12) и (1.13), получаем отсюда результат (1.17).

С учетом (1.16) перепишем (1.17) в виде

$$W = \frac{Bh\nu_{12}}{v}(n_2 - n_1)S. \tag{1.18}$$

Величину

$$\sigma_{12} = \frac{Bh\nu_{12}}{v} \tag{1.19}$$

называют *сечением* вынужденных процессов в рабочем переходе. Это есть отношение вероятности процесса $BNh\nu_{12}$ к плотности потока фотонов Nv, которые инициировали рассматриваемый процесс. С учетом (1.19)

$$W = \sigma_{12}(n_2 - n_1)S. \tag{1.20}$$

Методы создания инверсии. Чтобы создать инверсию, надо позаботиться либо о том, чтобы верхний рабочий уровень заселялся активными центрами интенсивнее, чем нижний, либо о том, чтобы нижний рабочий уровень очищался (освобождался) от активных центров интенсивнее, чем верхний. В обоих случаях должно быть обеспечено *преимущественное* заселение активными центрами верхнего рабочего уровня.

Физические механизмы заселения (очищения) энергетических уровней достаточно многообразны. Поэтому существуют разные способы создания инвертированных активных сред или, как обычно говорят, разные способы *накачки* активной среды.

Прежде всего отметим *оптическую накачку* — преимущественное заселение верхнего рабочего уровня за счет световой энергии специальных излучателей (газоразрядных импульсных ламп, ламп непрерывного горения). Для газообразной активной среды часто применяют *накачку с использованием самоподдерживающегося электрического разряда*. Преимущественное заселение верхнего рабочего уровня происходит при этом способе накачки в результате неупругих столкновений активных центров со свободными электронами, образующимися в плазме разряда. Существенную роль играет также резонансный обмен энергией при неупругих столкновениях активных центров со вспомогательными атомами и молекулами, специально вводимыми в активную среду. При *химической накачке* преимущественное заселение верхних рабочих уровней

происходит в процессе экзотермических химических реакций в активной среде. Применяют также сильный нагрев активной среды с последующим быстрым ее охлаждением (*тепловая накачка*). Использование тех или иных способов накачки тесно связано с характером активной среды (см. гл. 2).

Принципиальные схемы уровней активных центров. В качестве активных центров используются различные атомы, ионы, молекулы. Они имеют свои (и подчас довольно сложные) структуры энергетических уровней. Однако все разнообразие этих структур можно фактически свести к нескольким весьма упрощенным схемам, которые несмотря на простоту правильно отражают принципиальную сторону дела, не учитывая различных не очень существенных деталей. Эти упрощенные схемы содержат всего три или четыре уровня (см. рис. 1.9). На рисунке использованы следующие обозначения: 0 — основной уровень, 1 — нижний рабочий уровень, 2 — верхний рабочий уровень, 3 — уровень возбуждения. Вертикальная стрелка вверх означает возбуждение (накачку), вертикальная стрелка вниз — рабочий переход, косые стрелки — вспомогательные переходы.

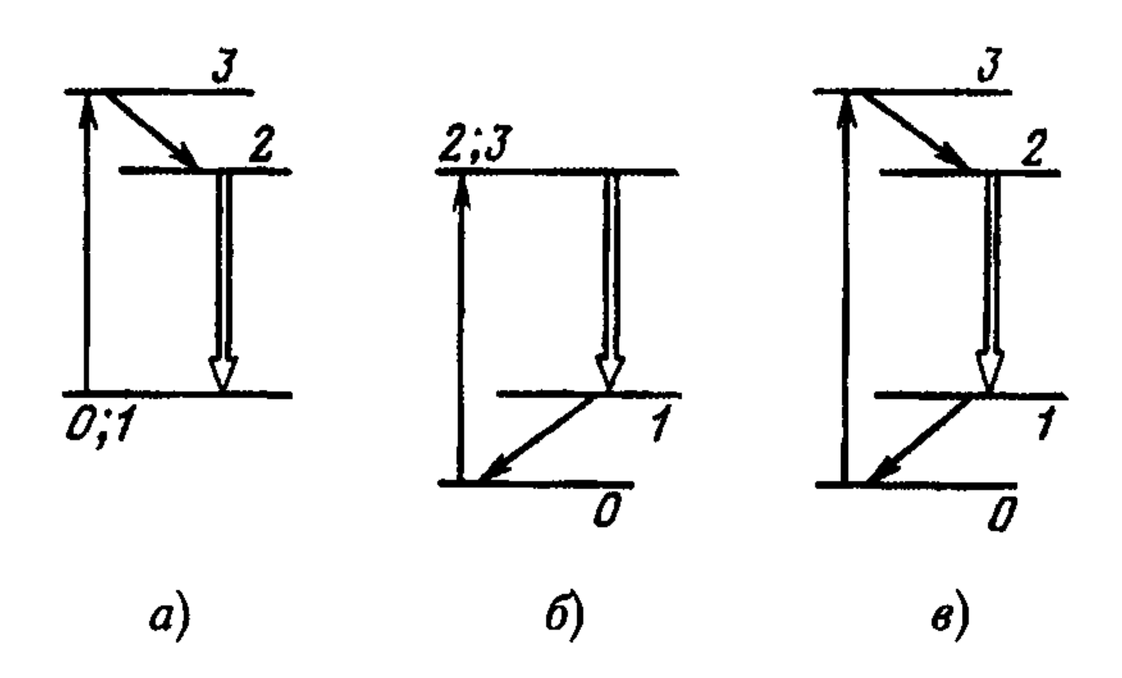


Рис. 1.9. Упрощенные принципиальные схемы уровней активного центра. Рабочий переход — переход 2 → 1

Рассмотрим *трехуровневую схему*, показанную на рис. 1.9*а*. Система накачки (это может быть, например, оптическая накачка) переводит активные центры на уровень возбуждения.

В течение относительно малого времени (порядка 10^{-8} с) активные центры переходят с уровня возбуждения на верхний рабочий уровень, передавая избыток энергии, например, колебаниям кристаллической решетки (в твердотельной активной среде). На верхнем рабочем уровне активные центры как бы «застревают» (на время порядка 10^{-4}–10^{-2} с); в результате происходит накопление активных центров на этом уровне и возникает инверсия.

Нижний рабочий уровень в рассматриваемой схеме обозначен на рисунке двумя цифрами — 0 и 1. Тем самым показано, что этот уровень является *одновременно* и основным уровнем, и нижним рабочим уровнем. Такое «совместительство» имеет отрицательную сторону. Ведь нижний рабочий уровень должен иметь малую заселенность; в то же время основной уровень обычно заселен достаточно плотно. Чтобы создать инверсию в данной схеме уровней, надо «убрать» с основного уровня более половины всех активных центров.

В этом смысле более удобна трехуровневая схема, показанная на рис. 1.9*б*. Здесь можно добиться того, чтобы нижний рабочий уровень всегда практически пустовал; попадающие на этот уровень активные центры могут относительно быстро переходить на основной уровень. Однако данная схема имеет свой (и притом довольно существенный) недостаток: один и тот же уровень является одновременно уровнем возбуждения и верхним рабочим уровнем. Как уровень возбуждения он должен был бы иметь заметную ширину, т. е. представлять собой, по сути дела, энергетическую полосу (чтобы эффективнее использовать энергию накачки). Как верхний рабочий уровень он, напротив, должен быть очень узким (чтобы «время жизни» активных центров на данном уровне было достаточно большим). Указанные требования оказываются несовместимыми.

Поэтому оптимальной представляется *четырехуровневая* схема (см. рис. 1.9*в*). Впрочем, в отличие от трехуровневых

схем, в данной схеме больше вспомогательных переходов. А каждый лишний переход — это дополнительные потери энергии.

Таким образом, каждая из показанных на рисунке схем имеет свои недостатки и свои положительные стороны. Во всех схемах «время жизни» активных центров на верхнем рабочем уровне должно быть относительно большим — иначе не произойдет накопление центров на данном уровне, необходимое для создания инверсии. Такие уровни называют *метастабильными*.

Заметим, что *двухуровневая* схема принципиально непригодна. В такой схеме излучение накачки, с одной стороны, переводило бы активные центры с нижнего рабочего уровня (он же основной уровень) на верхний рабочий уровень (он же уровень возбуждения), а с другой стороны, инициировало бы обратные переходы — с верхнего рабочего уровня на нижний. Иначе говоря, излучение накачки одновременно бы и заселяло, и очищало верхний рабочий уровень. Создание инверсии при этом оказывается принципиально невозможным. Вот почему во всех схемах частота рабочего перехода отличается от частоты перехода накачки.

Лекция третья

1.5. Возникновение лазерной генерации. Оптический резонатор

От спонтанного испускания к лазерной генерации в инвертированной активной среде. Как было установлено, световой пучок, проходя через инвертированную активную среду, может усиливаться вследствие преобладания процессов вынужденного испускания над процессами поглощения света. Тем самым был фактически объяснен принцип работы квантового оптического усилителя. Теперь обратимся к *лазеру*.

В отличие от усилителя в лазере нет первичного когерентного светового пучка, который инициировал бы наряду с процессами поглощения света также процессы вынужденного испускания. Чтобы понять, каким образом начинается (точнее говоря, зарождается) лазерная генерация, необходимо обратиться к процессам *спонтанного испускания света*. Роль первичных фотонов, инициирующих вынужденное испускание новых фотонов и тем самым дающих начало процессу лазерной генерации, играют фотоны, случайно родившиеся при спонтанных переходах активных центров с верхнего рабочего уровня на нижний. Каждый спонтанно родившийся фотон может инициировать (в инвертированной активной среде) множество вынужденных переходов $E_2 \to E_1$ и, как следствие, может обусловить появление целой *лавины* вторичных фотонов, находящихся в том же состоянии, что и первичный «спонтанный» фотон.

Однако спонтанно рождающиеся фотоны испускаются активными центрами *независимым* образом в самых *разных* направлениях. Следовательно, в самых разных направлениях

будут распространяться и лавины вторичных («вынужденных») фотонов, соответствующие различным спонтанным фотонам. Иначе говоря, «разброс» спонтанных фотонов по различным состояниям должен приводить к соответствующему «разбросу» по состояниям и лавин, образованных «вынужденными» фотонами. Излучение, состоящее из таких фотонных лавин, очевидно, не обладает высокими когерентными свойствами.

Чтобы получить когерентное излучение, необходимо както упорядочить описанную картину. Для этого надо позаботиться об *избирательности* для фотонных состояний. Предположим, что каким-то образом для некоторых (относительно немногих) фотонных состояний созданы благоприятные условия для развития процессов вынужденного испускания, тогда как для остальных фотонных состояний, напротив, созданы неблагоприятные условия. Для краткости будем говорить, соответственно, о *выделенных* и *невыделенных* фотонных состояниях. Спонтанные фотоны, случайно родившиеся в выделенных состояниях, инициируют появление в этих состояниях большого числа вторичных фотонов в результате вынужденных переходов активных центров. Те же фотоны, которые случайно родились в невыделенных состояниях, сравнительно скоро «выходят из игры», не приводя к появлению в этих состояниях сколько-нибудь значительного количества вторичных фотонов.

Поток вторичных фотонов в выделенных состояниях, очевидно, и есть лазерное излучение. Чем меньше число выделенных фотонных состояний, чем лучше они «выделены», тем жестче реализуется избирательность и, следовательно, тем выше степень когерентности излучения, генерируемого лазером. Если бы удалось выделить всего лишь одно фотонное состояние, то генерировалась бы идеально когерентная световая волна — плоская монохроматическая волна с определенной поляризацией.

Оптический резонатор. Выделение одних фотонных состояний и подавление остальных осуществляются на практике при помощи *оптического резонатора* — принципиально важного

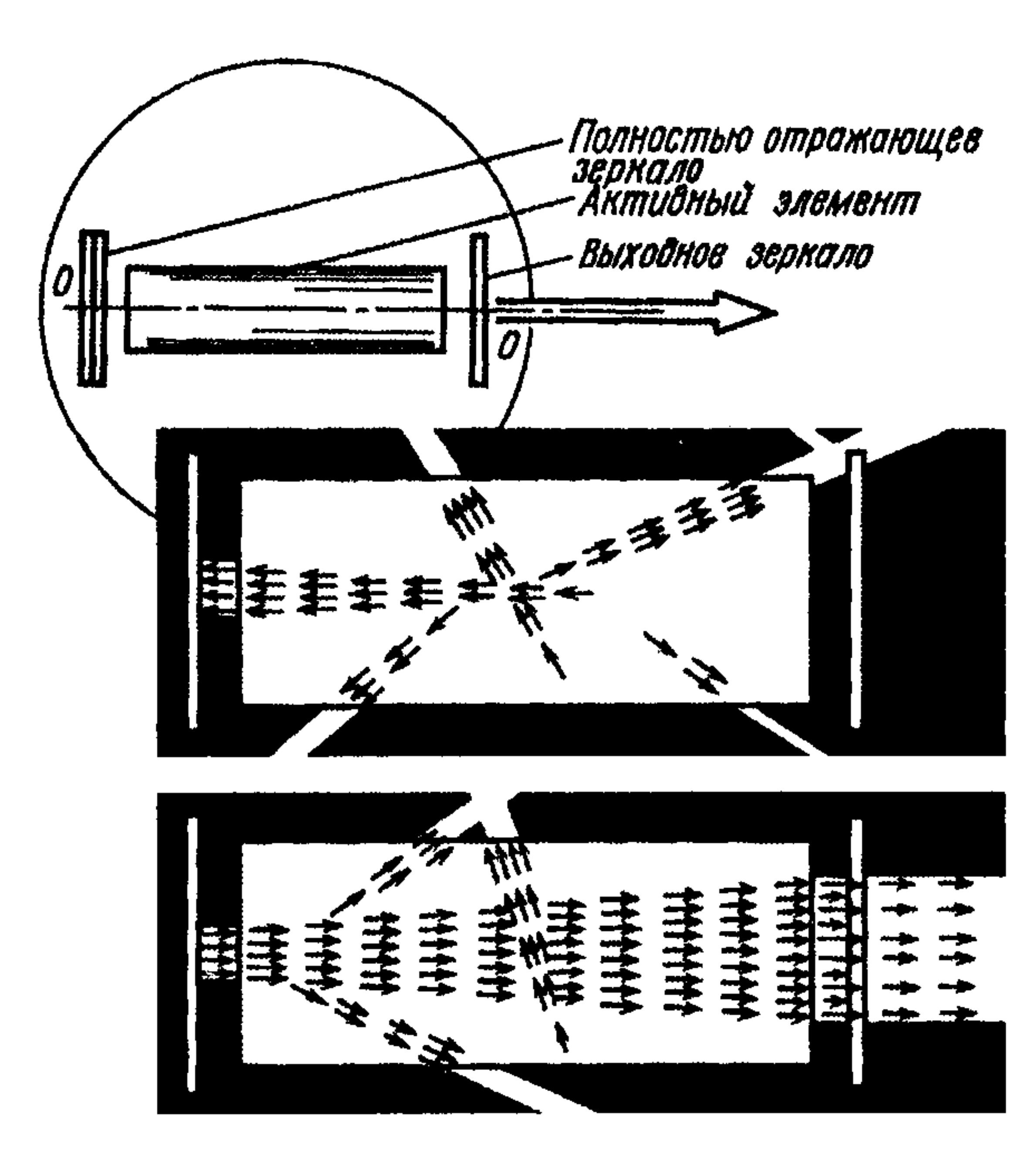


Рис. 1.10. Оптический резонатор выделяет в пространстве направление лазерной генерации (ось резонатора *OO*) и создает наиболее благоприятные условия для развития процессов вынужденного испускания именно для данного направления

элемента лазера. В простейшем случае оптический резонатор представляет собой *пару зеркал на общей оптической оси*, которая фиксирует в пространстве направление лазерного луча. Между зеркалами оптического резонатора помещается активный элемент. Твердотельные активные элементы имеют чаще всего форму цилиндрического тела, ось которого совпадает с оптической осью резонатора; длина цилиндра примерно на порядок больше его диаметра. По крайней мере одно из зеркал оптического резонатора обладает некоторой прозрачностью. Через это зеркало (его называют *выходным* зеркалом) из резонатора выходит излучение.

Простейший оптический резонатор (вместе с активным элементом) показан на рис. 1.10. Спонтанные фотоны, случайно

родившиеся в направлении оси *OO* или достаточно близком к нему, будут проходить внутри активного элемента относительно большой путь, который, к тому же, существенно увеличивается из-за многократных отражений излучения от зеркал резонатора. Взаимодействуя с возбужденными активными центрами, эти фотоны инициируют в конечном счете мощную лавину вынужденно испущенных фотонов, которая и образует лазерный луч. Что же касается тех спонтанных фотонов, которые случайно родились в иных направлениях, то они (и соответствующие лавины вторичных фотонов) пройдут в активном элементе относительно короткий путь и быстро «выйдут из игры». Это хорошо видно на рис. 1.10.

Итак, оптический резонатор обеспечивает избирательность для фотонных состояний прежде всего с точки зрения направления движения фотонов. Он выделяет в пространстве определенное направление, вдоль которого и реализуется лазерная генерация.

Оптический резонатор обеспечивает избирательность и по другим характеристикам излучения. Конечно, избирательность по энергиям фотонов обеспечена подбором активных центров с соответствующей им системой энергетических уровней. Однако в действительности система уровней активных центров существенно сложнее, чем показанные на рис. 1.9 схемы. Реальные активные центры могут иметь не один, а несколько рабочих переходов. Чтобы исключить лишние переходы, можно, например, использовать в резонаторе зеркала́, коэффициент отражения которых изменяется с частотой излучения. Такие зеркала обеспечат необходимую избирательность по энергии фотонных состояний.

Таким образом, оптический резонатор выполняет принципиально важную роль. Бурно развивающиеся в инвертированной активной среде процессы вынужденного испускания (инициированные спонтанно родившимися фотонами) резонатор как бы упорядочивает, направляет в «нужное русло» и в итоге *формирует* лазерное излучение с высокими когерентными свойствами.

Забегая вперед, заметим, что резонатор формирует излучение не просто с высокими когерентными свойствами, но и с *определенной* структурой светового поля. Это означает, что резонатор осуществляет также *управление* лазерным излучением.

Добротность оптического резонатора. Остановимся на некоторых характеристиках оптического резонатора. Важнейшей характеристикой является *добротность*.

Пусть $U(t)$ — энергия поля излучения (на частоте рабочего перехода), имеющаяся внутри резонатора в некоторый момент времени t. Вообразим, что активные центры перестали действовать (как если бы они вдруг исчезли), т. е. рассматриваемый резонатор стал, как принято говорить, *пассивным*. В этом случае энергия поля излучения U внутри резонатора будет с течением времени уменьшаться из-за различного рода потерь. Обозначим через ΔU изменение энергии поля за промежуток времени от t до $t + \Delta t$. Изменение ΔU пропорционально длительности промежутка Δt и энергии, имевшейся в резонаторе в момент t:

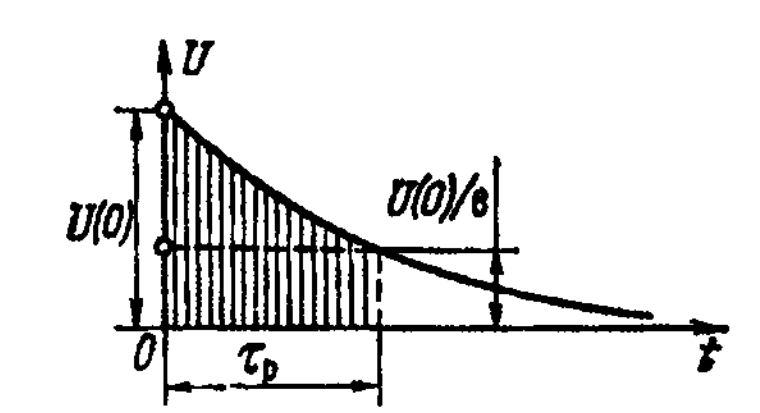


Рис. 1.11. Эскпоненциальное затухание со временем энергии поля излучения, находящегося внутри пассивного резонатора

$$\Delta U = -\frac{U(t)\Delta t}{\tau_p}. \quad (1.21)$$

Знак минус означает, что U изменяется в сторону уменьшения ($\Delta U < 0$). Можно показать, что из (1.21) следует экспоненциальный закон затухания энергии поля со временем:

$$U(t) = U(0)e^{-t/\tau_p}. \quad (1.22)$$

Параметр $1/\tau_p$ характеризует скорость уменьшения энергии поля излучения в пассивном резонаторе. За время, равное τ_p, эта энергия уменьшается в e раз (см. рис. 1.11); $e = 2{,}71828\ldots$ (число e — основание натурального логарифма).

Безразмерную величину

$$Q = 2\pi\nu\tau_{\text{р}} \tag{1.23}$$

(ν — частота излучения) называют *добротностью резонатора*. Чем медленнее затухает энергия поля излучения в резонаторе (чем меньше потери в резонаторе), тем меньше $1/\tau_{\text{р}}$ и тем, следовательно, выше добротность резонатора.

Потери внутри резонатора. Распространяясь по пассивному резонатору, световой пучок постепенно ослабляется с расстоянием из-за различных потерь, например вследствие поглощения света в среде, находящейся внутри резонатора, или рассеяния части излучения через боковую поверхность. Можно показать, что плотность светового потока уменьшается при этом по экспоненциальному закону:

$$S(z) = S(0)e^{-\eta z} \tag{1.24}$$

(ось z совпадает с оптической осью резонатора; световой поток распространяется вдоль оси z). Коэффициент η называют *коэффициентом потерь*; он имеет размерность, обратную размерности длины.

Нетрудно установить связь между η и $\tau_{\text{р}}$. За время $\tau_{\text{р}}$ световой поток проходит путь $\tau_{\text{р}}v$. За это же время энергия поля внутри резонатора уменьшается согласно (1.22) в e раз. Естественно принять, что при этом и плотность светового потока уменьшается в e раз. Но согласно (1.24) она уменьшается в e раз на пути длиной $1/\eta$. Следовательно,

$$\tau_{\text{р}}v = \frac{1}{\eta}. \tag{1.25}$$

Используя (1.23) и (1.25), а также (1.1), получаем

$$\frac{1}{Q} = \frac{\lambda\eta}{2\pi}. \tag{1.26}$$

Будем различать разные типы потерь (например, поглощение и рассеяние через боковую поверхность), связывая с каждым типом свой коэффициент потерь η_i и свою добротность Q_i (индекс i фиксирует i-й тип потерь):

$$\frac{1}{Q_i} = \frac{\lambda\eta_i}{2\pi}. \tag{1.27}$$

Если потери разных типов можно рассматривать независимо друг от друга, то в этом случае результирующее изменение энергии поля в пассивном резонаторе есть сумма изменений, отвечающих разным типам потерь: $\Delta U = \sum \Delta U_i$. Отсюда видно, что

$$\frac{1}{\tau_{\text{р}}} = \sum_i \frac{1}{\tau_{\text{р}i}}$$

и, следовательно,

$$\eta = \sum_i \eta_i; \quad \frac{1}{Q} = \sum_i \frac{1}{Q_i}. \tag{1.28}$$

Итак, при учете различных типов потерь складываются соответствующие этим типам коэффициенты потерь, что эквивалентно сложению обратных величин добротностей, отвечающих разным типам потерь.

Излучательные потери. Часть энергии поля излучения покидает резонатор через выходное зеркало — в виде того самого лазерного излучения, ради получения которого и создается лазер. Для лазера выходное излучение представляет собой еще один тип потерь; их называют *излучательными потерями*.

Оказывается (не будем этого показывать), что излучательные потери можно учесть в (1.28) как дополнительный тип потерь. Отвечающий этим потерям коэффициент $\eta_{\text{изл}}$ имеет вид

$$\eta_{\text{изл}} = \frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right)}{2L}, \tag{1.29}$$

где L — длина резонатора (см. рис. 1.12); R — коэффициент отражения выходного зеркала (отношение световой мощности,

отраженной зеркалом, к световой мощности, падающей на зеркало); ln — логарифм по основанию e.

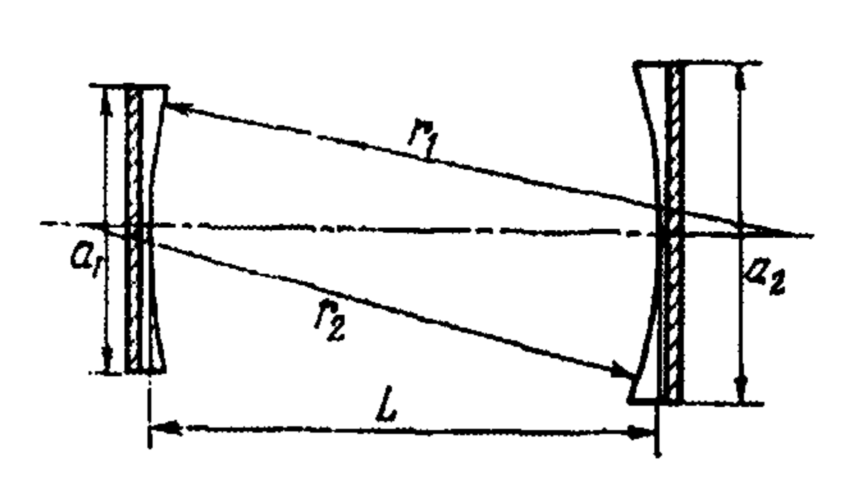


Рис. 1.12. Резонатор, образованный двумя вогнутыми сферическими зеркалами, имеющими равные радиусы кривизны и разные апертуры

Дифракционные потери. Следует особо выделить потери, обусловленные тем, что апертуры (поперечные размеры) зеркал, как и всех элементов резонатора, имеют конечные размеры. При падении светового пучка на зеркало с конечной апертурой неизбежна потеря части энергии пучка из-за дифракции на крае зеркала. Световой пучок может быть «нацелен» на центр зеркала, однако вследствие волновых свойств света часть энергии пучка будет как бы «обтекать» зеркало и выходить за его края. В результате часть энергии светового пучка будет выходить из резонатора, приводя тем самым к дополнительным потерям. Их называют *дифракционными потерями.*

Дифракционные потери возрастают с уменьшением диаметра зеркала, увеличением длины волны излучения и длины резонатора. Условие малости дифракционных потерь записывают в виде

$$\frac{a^2}{4\lambda L} \gg 1 \tag{1.30}$$

(a — диаметр зеркала). Безразмерный параметр

$$N_\Phi = \frac{a^2}{4\lambda L} \tag{1.31}$$

называют *числом Френеля.*

Заметим, что число Френеля — не единственный критерий оценки дифракционных потерь. Надо учитывать также геометрию резонатора, определяемую длиной резонатора и радиусами кривизны его зеркал (в лазерных резонаторах применяют

обычно не плоские, а сферические зеркала). Два резонатора с одним и тем же числом Френеля могут характеризоваться разными дифракционными потерями — в зависимости от геометрии резонаторов. На рис. 1.12 показан резонатор, образованный двумя сферическими зеркалами. Для общности зеркала имеют разные апертуры (a_1, a_2) и разные радиусы кривизны (r_1, r_2). Резонатор характеризуется тремя основными параметрами:

$$\begin{cases} N_\Phi = \dfrac{a_1 a_2}{4\lambda L}; \\ G_1 = \dfrac{a_1}{a_2}\left(1 - \dfrac{L}{r_1}\right); \\ G_2 = \dfrac{a_2}{a_1}\left(1 - \dfrac{L}{r_2}\right). \end{cases} \tag{1.32}$$

Два резонатора имеют одинаковые дифракционные потери тогда, когда у них одинаковы все указанные параметры. Такие резонаторы называют *эквивалентными.*

Лекция четвертая

1.6. Основные сведения о лазере

Функциональная схема лазера представлена на рис. 1.13.

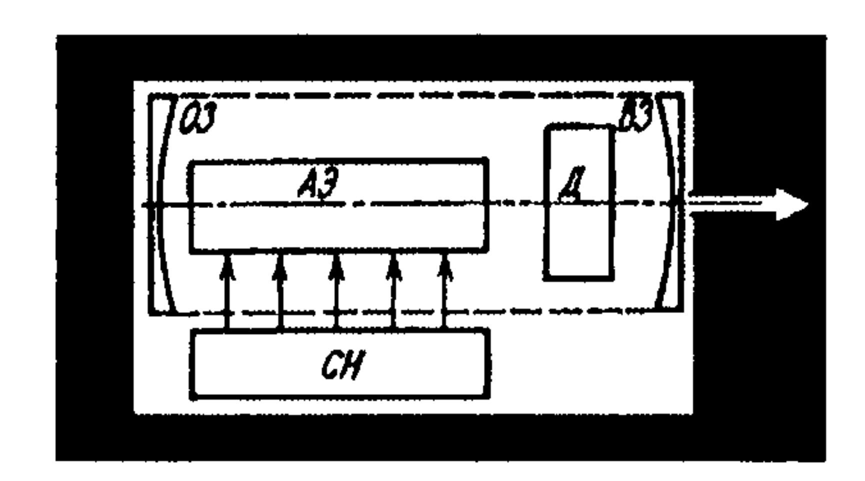


Рис. 1.13. Функциональная схема лазера: *АЭ* — активный элемент; *СН* — система накачки (система возбуждения активных центров); *ОЗ* — полностью отражающее зеркало резонатора; *ВЗ* — выходное зеркало резонатора; *Д* — дополнительные элементы, вводимые внутрь резонатора

Коэффициент усиления. Рассмотрим ряд важных характеристик лазера, ограничиваясь для простоты случаем непрерывной генерации (когда процесс генерации стационарен во времени).

Одной из таких характеристик является *коэффициент усиления*. Рассмотрим плотность светового потока (на частоте рабочего перехода), распространяющегося вдоль оси z в инвертированной активной среде. Выделим слой среды толщиной Δz (от точки z до $z+\Delta z$). В слой входит поток плотностью $S(z)$, а выходит поток плотностью $S(z)+\Delta z$ (рис. 1.14). Приращение плотности светового потока ΔS пропорционально входной плотности потока $S(z)$ и толщине усиливающего слоя Δz:

$$\Delta S = \varkappa S(z)\Delta z. \qquad (1.33)$$

Параметр $\varkappa$ называют *коэффициентом усиления*; он имеет размерность, обратную размерности длины.

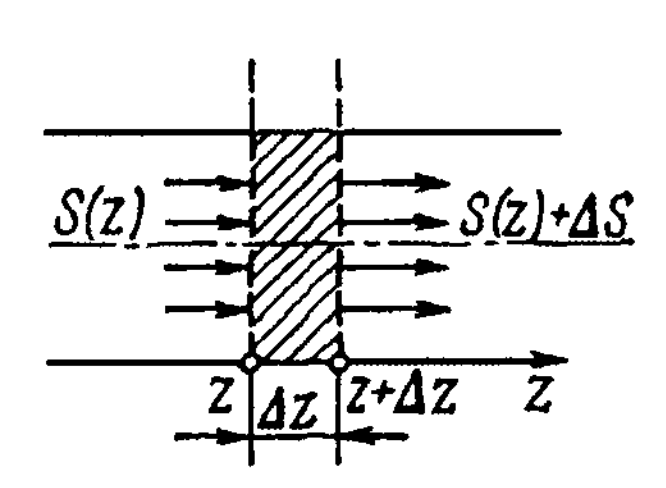


Рис. 1.14. Усиление светового потока в тонком слое инвертированной активной среды

В то же время приращение плотности потока ΔS, помноженное на площадь сечения пучка s, есть световая мощность, генерируемая в объеме $s\Delta z$ (за счет преобладания процессов вынужденного испускания над процессами поглощения на рабочем переходе). Таким образом,

$$\Delta S s = W(z) s \Delta z \qquad (1.34)$$

(W — световая мощность, генерируемая в единице объема активной среды). Сравнивая (1.33) и (1.34), получаем

$$W(z) = \varkappa S(z). \qquad (1.35)$$

Наконец, сравнивая (1.35) с (1.20), находим

$$\varkappa = \sigma_{12}(n_2 - n_1). \qquad (1.36)$$

Заметим, что в используемых соотношениях подчеркивается зависимость функций от продольной пространственной координаты z; что же касается того факта, что W и S рассматриваются для частоты рабочего перехода ν_{12}, то это здесь и в дальнейшем будет подразумеваться.

Существенно, что разность $n_2 - n_1$ не является постоянной величиной. По мере возрастания S вынужденные переходы $E_2 \to E_1$ и $E_1 \to E_2$ учащаются и происходит постепенное выравнивание заселенностей верхнего и нижнего рабочих уровней. Таким образом, разность $n_2 - n_1$ уменьшается по мере увеличения S. Можно показать, что

$$n_2 - n_1 = \frac{n_{20} - n_{10}}{1 + \left(\dfrac{\alpha}{v}\right) S}, \qquad (1.37)$$

где n_{10} и n_{20} — начальные заселенности рабочих уровней (при $S = 0$), α — характеристика рабочего перехода, называемая *параметром нелинейности*. Вводя обозначение $\varkappa_0 = \sigma_{12}(n_{20} - n_{10})$ (так называемый *начальный коэффициент усиления*), перепишем (1.36) с учетом (1.37) в следующем виде:

$$\varkappa = \frac{\varkappa_0}{1 + \left(\dfrac{\alpha}{v}\right) S}. \qquad (1.38)$$

Примечание. Во избежание возможной путаницы подчеркнем, что надо различать поглощение излучения на рабочем переходе в активных центрах и поглощение излучения прочими атомами и молекулами, находящимися внутри резонатора. Первое поглощение всегда рассматривают вместе с процессами вынужденного испускания: вместе с этими процессами оно учитывается в коэффициенте усиления $\varkappa$. Второе поглощение относится к разряду потерь: оно учитывается в соответствующем коэффициенте потерь η.

Выражения (1.33) и (1.34) записаны в предположении, что в активной среде нет потерь (а есть только вынужденное испускание и поглощение на рабочем переходе в активных центрах). В противном случае вместо (1.33) следовало бы использовать соотношение

$$\Delta S = (\varkappa - \eta) S(z) \Delta z. \qquad (1.39)$$

Здесь хорошо видно, что для усиления излучения в среде необходимо выполнение двух условий. *Во-первых*, надо, чтобы процессы вынужденного испускания преобладали над процессами поглощения на рабочем переходе в активных центрах (в этом случае $\varkappa > 0$). *Во-вторых*, надо, чтобы коэффициент усиления был больше коэффициента потерь ($\varkappa > \eta$).

При учете потерь в активной среде вместо (1.34) следовало бы использовать соотношение

$$\Delta S = \left[W(z) - W_1 S(z)\right] \Delta z. \qquad (1.40)$$

где $W_1(z)$ — плотность мощности, теряемая за счет потерь. Учитывая, что $W_1(z) = \eta S(z)$, можно переписать (1.40):

$$\Delta S = \left[W(z) - \eta S(z)\right] \Delta z. \qquad (1.41)$$

Сравнивая (1.39) и (1.41), получаем все тот же результат (1.35).

Мощность генерации; условие возникновения генерации. Используя (1.35) и (1.38), можно исключить S и выразить плотность мощности W только через коэффициент усиления:

$$W(z) = \left(\frac{v}{\alpha}\right)(\varkappa_0 - \varkappa). \qquad (1.42)$$

Пусть V — объем активной среды, заполненный излучением. Генерируемую в этом объеме световую мощность можно представить согласно (1.42) в следующем виде:

$$W' = \left(\frac{v}{\alpha}\right) V \left(\varkappa_0 - \langle\varkappa\rangle\right), \qquad (1.43)$$

где $\langle\varkappa\rangle$ — коэффициент усиления, усредненный по длине активного элемента.

После завершения полного обхода резонатора, например от левого зеркала к правому и обратно, плотность светового потока принимает исходное значение. Отсюда следует (не будем приводить доказательства), что усредненный коэффициент усиления должен быть равен суммарному коэффициенту потерь:

$$\langle\varkappa\rangle = \eta + \eta_{\text{изл}} \qquad (1.44)$$

(излучательные потери выделены здесь в виде отдельного слагаемого). Используя (1.44), перепишем (1.43):

$$W' = \left(\frac{v}{\alpha}\right) V[\varkappa_0 - \eta + \eta_{\text{изл}}]. \qquad (1.45)$$

Очевидно, что не вся световая мощность, генерируемая в активном элементе, выводится через выходное зеркало резонатора. Потери приводят к тому, что часть генерируемой мощности утрачивается. Доля световой мощности, выводимой из резонатора в виде лазерного излучения, равна $\eta_{\text{изл}}/(\eta+\eta_{\text{изл}})$. Таким образом,

$$W_{\text{вых}} = \frac{W' \eta_{\text{изл}}}{\eta + \eta_{\text{изл}}}. \qquad (1.46)$$

Подставляя сюда (1.45), получаем следующее выражение для световой мощности, выводимой через выходное зеркало резонатора (для *мощности генерации*):

$$W_{\text{вых}} = \frac{v}{\alpha} V\left[\varkappa_0 - (\eta + \eta_{\text{изл}})\right] \frac{\eta_{\text{изл}}}{\eta + \eta_{\text{изл}}}. \quad (1.47)$$

Из полученных соотношений легко усматривается условие возникновения генерации в лазере:

$$\varkappa_0 > (\eta + \eta_{\text{изл}}). \quad (1.48)$$

Для возникновения генерации надо, чтобы

начальный коэффициент усиления оказался больше суммарного коэффициента потерь.

Оптимальное значение коэффициента излучательных потерь. Подбирая то или иное значение коэффициента отражения R выходного зеркала резонатора, можно регулировать коэффициент излучательных потерь $\eta_{\text{изл}}$ [см. (1.29)]. Желая снизить потери и тем самым улучшить условия для развития генерации, можно попробовать уменьшать $\eta_{\text{изл}}$ за счет увеличения R. Добротность резонатора увеличится, однако при этом ухудшатся условия вывода излучения через выходное зеркало [уменьшится отношение $\eta_{\text{изл}}/(\eta+\eta_{\text{изл}})$]. В результате мощность $W_{\text{вых}}$ снизится. Если же, стремясь улучшить условия вывода излучения через выходное зеркало, увеличивать $\eta_{\text{изл}}$ (за счет уменьшения R), то будут ухудшаться условия для развития генерации вследствие возрастания потерь. При уменьшении $\eta_{\text{изл}}$ увеличивается множитель W' в (1.46), но зато уменьшается множитель $\eta_{\text{изл}}/(\eta + \eta_{\text{изл}})$. При увеличении $\eta_{\text{изл}}$, напротив, растет множитель $\eta_{\text{изл}}/(\eta+\eta_{\text{изл}})$, но зато уменьшается множитель W'.

Отсюда следует, что должно существовать оптимальное значение коэффициента излучательных потерь $\left(\eta_{\text{изл}}^{\text{опт}}\right)$, при котором мощность $W_{\text{вых}}$ принимает наибольшее значение. Этот

вывод легко проверить, построив график зависимости $W_{\text{вых}}$ от $\eta_{\text{изл}}$ в соответствии с (1.47). Максимум функции $W_{\text{вых}}(\eta_{\text{изл}})$ достигается при

$$\eta_{\text{изл}}^{\text{опт}} = \sqrt{\varkappa_0 \eta} - \eta, \quad (1.49)$$

при этом

$$W_{\text{вых}}^{\max} = \frac{v}{\alpha} V\left(\sqrt{\varkappa_0} - \sqrt{\eta}\right)^2. \quad (1.50)$$

(см. рис. 1.15). Используя (1.29), получаем из (1.49) выражение для оптимального коэффициента отражения выходного зеркала

$$R_{\text{опт}} = e^{-2L\left(\sqrt{\varkappa_0\eta}-\eta\right)}. \quad (1.51)$$

Забегая вперед, заметим, что при достаточно высоких коэффициентах усиления, какими характеризуются, например, неодимовые лазеры с импульсной накачкой, $R_{\text{опт}}$ может быть относительно малым (10–20 %). Для гелий-неонового лазера, где коэффициент усиления мал, $R_{\text{опт}}$ достигает 99 %.

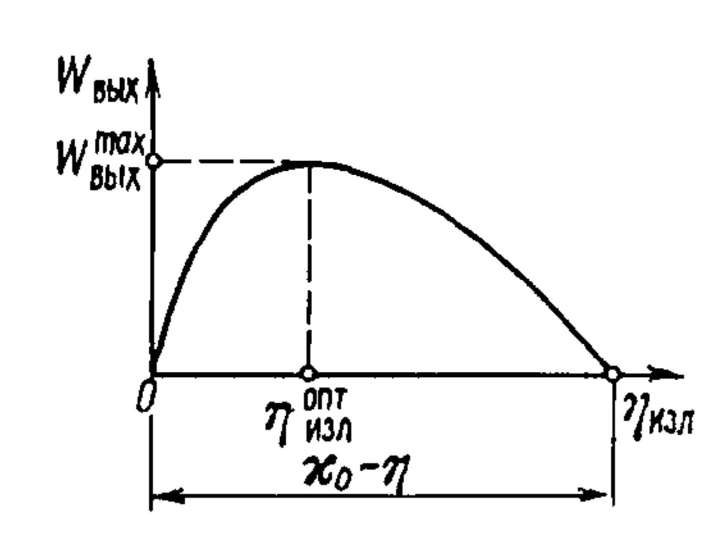


Рис. 1.15. Зависимость мощности генерации от излучательных потерь, определяемых коэффициентом отражения выходного зеркала резонатора

Линия усиления. До сих пор мы имели дело с идеальными энергетическими уровнями. В действительности, однако, каждому уровню энергии соответствует не какое-то строго определенное значение энергии, а некоторый интервал значений, в связи с чем говорят о «размытии» («уширении») уровня, о «ширине» уровня; само понятие «уровень» приобретает при этом некоторую условность. Отсюда следует, что, строго говоря, надо рассматривать не какую-то определенную частоту рабочего перехода, а некоторый интервал частот, соответствующий данному переходу.

Являющиеся характеристиками перехода коэффициенты Эйнштейна A и B рассматривались ранее как некие *числа*.

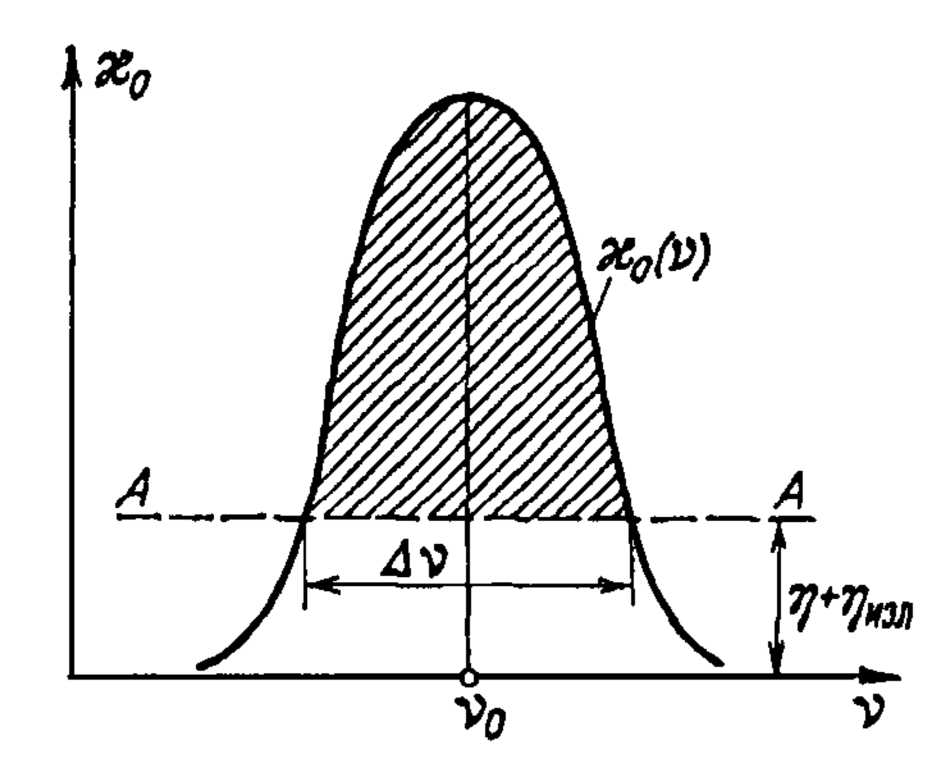


Рис. 1.16. Линия усиления. Чем выше уровень потерь, тем меньше ширина и интенсивность линии усиления

В действительности же они являются *функциями* частоты излучения, рассматриваемыми на интервале частот, отвечающем данному переходу. Отсюда следует, в частности, что и сечение σ, и начальный коэффициент усиления $\varkappa$ также являются не числами, а *функциями частоты*.

Характерный вид функции $\varkappa_0(\nu)$ показан на рис. 1.16. Эта функция задается выражением

$$\varkappa_0(\nu) = \mathrm{const}\frac{\nu\Delta_0}{(\nu-\nu_0)^2+\Delta_0^2}, \tag{1.52}$$

где ν_0 — центральная частота перехода (ей соответствует максимум функции); Δ_0 — полуширина функции на половине ее высоты. На рисунке проведена горизонтальная прямая AA, фиксирующая уровень потерь. Часть кривой $\varkappa_0(\nu)$, оказывающаяся над прямой AA, определяет так называемую *линию усиления* (на рисунке она заштрихована). В соответствии с (1.48) необходимо рассматривать в генерирующем лазере именно линию усиления. Величина $\Delta\nu$ называется *шириной линии усиления*. Для неодимовых лазеров $\Delta\nu \approx 10^{10}$ Гц и, следовательно, $\Delta\nu/\nu_0 \approx 0{,}005\,\%$. Для лазеров на органических красителях $\Delta\nu/\nu_0$ достигает нескольких процентов ($\Delta\nu = 10^{12}$–10^{13} Гц).

Резонансные частоты. Оптический резонатор выделяет в пределах ширины линии усиления набор *резонансных частот*. Полагая приближенно, что поле излучения внутри резонатора описывается плоскими волнами, распространяющимися строго вдоль оси резонатора, запишем условие резонанса:

$$L = \frac{q\lambda_q}{2}, \tag{1.53}$$

где q — целые положительные числа ($q \gg 1$); L — длина резонатора; λ_q — резонансные длины волн. Условие (1.53) означает, что на длине резонатора укладывается целое число полуволн. С учетом (1.1) и (1.2) получаем из (1.53) выражение для резонансных частот:

$$\nu_q = \frac{qc}{2Ln}, \tag{1.54}$$

где n — показатель преломления среды, заполняющей резонатор. Согласно (1.54) спектр резонансных частот *эквидистантен*: разность между соседними частотами постоянна. Она равна

$$\Delta\nu' = \frac{c}{2Ln}. \tag{1.55}$$

Выделяя набор резонансных частот, резонатор может преобразовать линию усиления, показанную на рис. 1.16, в совокупность относительно узких линий — так называемых *спектральных линий резонатора* (рис. 1.17). Максимумы этих линий соответствуют резонансным частотам. Ширина отдельной такой линии ($\Delta\nu_\text{р}$) определяется потерями в резонаторе. Можно принять, что $\Delta\nu_\text{р} \approx 1/\tau_\text{р}$ или, с учетом (1.23),

$$\Delta\nu_\text{р} \approx \frac{2\pi\nu_0}{Q}, \tag{1.56}$$

где Q — добротность резонатора. При относительно высоких потерях и в неоднородных средах наблюдается взаимное перекрывание спектральных линий резонатора.

Моды (типы колебаний) оптического резонатора. Мы убедились, что резонатор лазера существенно влияет на выходную мощность излучения, а также на спектральные характеристики излучения. В действительности влияние резонатора на свойства лазерного излучения является еще более значительным и принципиальным. Резонатор *формирует определенные состояния поля излучения*; их называют *модами* (*типами колебаний*) резонатора.

Отдельная мода обозначается так: TEM_{mnq}, где m, n — *поперечные* индексы моды, а q — *продольный* индекс — это то самое число q, которое фигурирует в соотношениях (1.53) и (1.54). Каждая мода характеризуется определенной *пространственной структурой* поля — определенным распределением амплитуды и фазы поля в перпендикулярной к оси резонатора плоскости, в частности, на поверхности зеркал резонатора. Специфику этой структуры фиксируют поперечные индексы моды m и n.

Конкретному сочетанию индексов m и n соответствует ряд мод с разными значениями индекса q; это *продольные моды* (их называют также *аксиальными модами*). В спектре генерации каждой из них отвечает своя спектральная линия резонатора. Например, на рис. 1.17 представлены 7 продольных мод; мода, соответствующая частоте ν_0, есть *центральная* продольная мода.

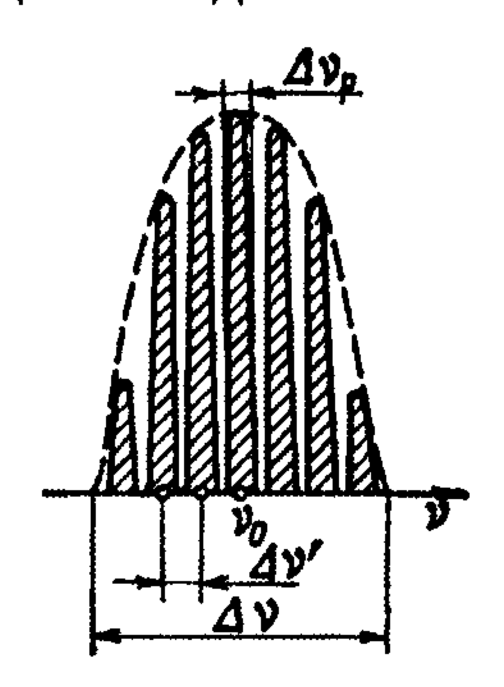


Рис. 1.17. Оптический резонатор превращает линию усиления в набор спектральных линий резонатора

Совокупность продольных мод с данным сочетанием индексов m и n объединяют под названием *поперечной моды*. Поперечная мода обозначается как TEM_{mn} Каждый тип поперечной моды имеет определенную структуру светового пятна на зеркале резонатора. На рис. 1.18 показана структура наблюдаемого на круглом зеркале светового пятна для нескольких наиболее простых

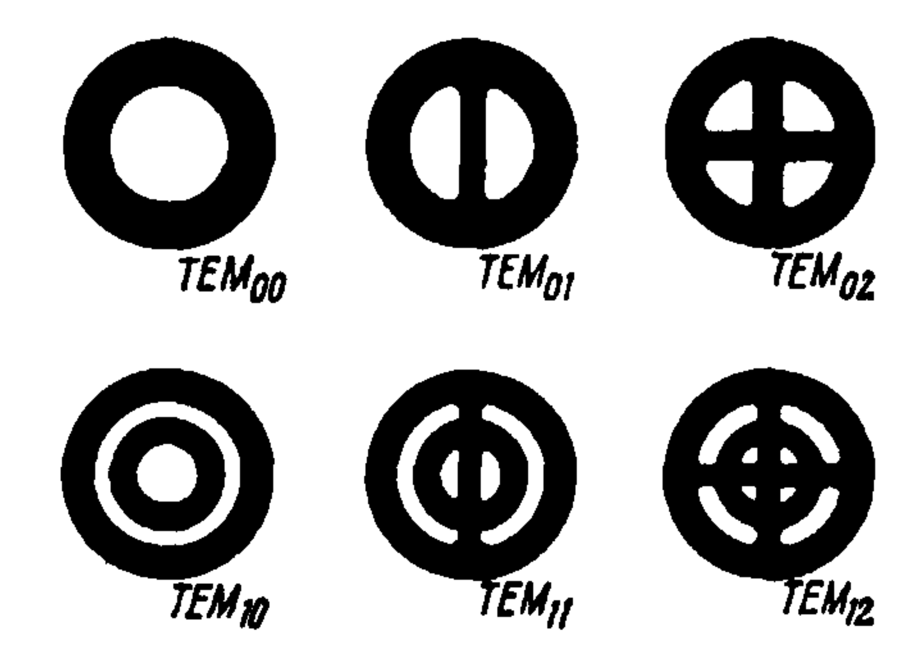


Рис. 1.18. Структура светового пятна, наблюдаемого на поверхности круглого зеркала для нескольких различных поперечных мод

(низших) поперечных мод. Видно, что чем меньше значения поперечных индексов, тем сильнее сконцентрировано поле моды вблизи центра зеркала.

Поперечную моду TEM_{00} называют *основной модой*. Для нее характерна наиболее простая структура светового пятна.

Наблюдаемая в реальных условиях структура светового пятна часто представляет собой суперпозицию нескольких поперечных мод (*многомодовый* режим генерации). Спектр генерируемого излучения содержит обычно несколько спектральных линий (многочастотный режим генерации).

1.7. К истории создания лазера

Первые шаги на пути к лазеру. Слово «лазер» составлено из начальных букв в английском словосочетании *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, что в переводе на русский язык означает: *усиление света посредством вынужденного испускания*. Таким образом, в самом термине «лазер» отражена та фундаментальная роль процессов вынужденного испускания, которую они играют в генераторах и усилителях когерентного света. Поэтому историю создания лазера следует начинать с 1917 г., когда Альберт Эйнштейн впервые ввел представление о вынужденном испускании.

Это был первый шаг на пути к лазеру. Следующий шаг сделал советский физик В. А. Фабрикант, указавший в 1939 г. на возможность использования вынужденного испускания для усиления электромагнитного излучения при прохождении через вещество. Идея, высказанная В. А. Фабрикантом, предполагала использование микросистем с инверсной заселенностью уровней. Позднее, после окончания Великой Отечественной войны, В. А. Фабрикант вернулся к этой идее и на основе своих исследований подал в 1951 г. (вместе с М. М. Вудынским и Ф. А. Бутаевой) заявку на изобретение способа усиления излучения при помощи вынужденного испускания. На эту заявку было выдано свидетельство, в котором под рубрикой «Предмет изобретения» записано: «Способ усиления электромагнитных излучений (ультрафиолетового, видимого, инфракрасного и радиодиапазонов волн), отличающийся тем, что усиливаемое излучение пропускают через среду, в которой с помощью вспомогательного излучения или другим путем создают избыточную по сравнению с равновесной концентрацию атомов, других частиц или их систем на верхних энергетических уровнях, соответствующих возбужденным состояниям».

Создание мазера. Первоначально этот способ усиления излучения оказался реализованным в радиодиапазоне, а точнее в диапазоне сверхвысоких частот (СВЧ-диапазоне). В мае 1952 г. на Общесоюзной конференции по радиоспектроскопии советские физики Н. Г. Басов и А. М. Прохоров сделали доклад о принципиальной возможности создания усилителя излучения в СВЧ-диапазоне. Они назвали его «молекулярным генератором» (предполагалось использовать пучок молекул аммиака). Практически одновременно предложение об использовании вынужденного испускания для усиления и генерирования миллиметровых волн было высказано в Колумбийском университете в США американским физиком Ч. Таунсом.

В 1954 г. молекулярный генератор, названный вскоре *мазером*, стал реальностью. Он был разработан и создан независимо и одновременно в двух точках земного шара — в Физическом

институте имени П. Н. Лебедева Академии наук СССР (группой под руководством Н. Г. Басова и А. М. Прохорова) и в Колумбийском университете в США (группой под руководством Ч. Таунса).

Впоследствии от термина «мазер» и произошел термин «лазер» в результате замены буквы «*M*» (начальная буква слова *microwave* — *микроволновой*) буквой «*L*» (начальная буква слова *light* — *свет*). В основе работы как мазера, так и лазера лежит один и тот же принцип — принцип, сформулированный в 1951 г. В. А. Фабрикантом. Появление мазера означало, что родилось новое направление в науке и технике. Вначале это направление назвали *квантовой радиофизикой*, а позднее стали называть *квантовой электроникой*.

Шесть лет напряженных исследований. Спустя десять лет после создания мазера, в 1964 г., на церемонии, посвященной вручению Нобелевской премии, академик А. М. Прохоров сказал: «Казалось бы, что после создания мазеров в радиодиапазоне вскоре будут созданы квантовые генераторы в оптическом диапазоне. Однако этого не случилось. Они были созданы только через пять-шесть лет. Чем это объясняется? Здесь были две трудности. Первая трудность заключалась в том, что тогда не были предложены резонаторы для оптического диапазона длин волн, и вторая — не были предложены конкретные системы и методы получения инверсной заселенности в оптическом диапазоне».

Упомянутые А. М. Прохоровым шесть лет действительно были заполнены теми исследованиями, которые позволили в конечном счете перейти от мазера к лазеру. В 1955 г. Н. Г. Басов и А. М. Прохоров обосновали применение метода оптической накачки для создания инверсной заселенности уровней. В 1957 г. Н. Г. Басов выдвинул идею использования полупроводников для создания квантовых генераторов; при этом он предложил использовать в качестве резонатора специально обработанные поверхности самого образца. В том же 1957 г. В. А. Фабрикант и Ф. А. Бутаева наблюдали эффект оптическо-

го квантового усиления в опытах с электрическим разрядом в смеси паров ртути и небольших количеств водорода и гелия. В 1958 г. А. М. Прохоров и независимо от него американские физики А. Шавлов и Ч. Таунс теоретически обосновали возможность применения явления вынужденного испускания в оптическом диапазоне; они (а также американец Р. Дикке) выдвинули идею применения в оптическом диапазоне не *объемных* (как в СВЧ-диапазоне), а *открытых* резонаторов. Заметим, что конструктивно открытый резонатор отличается от объемного тем, что убраны боковые проводящие стенки (сохранены торцовые отражатели, фиксирующие в пространстве ось резонатора) и линейные размеры резонатора выбраны большими по сравнению с длиной волны излучения.

В 1959 г. вышла в свет работа Н. Г. Басова, Б. М. Вула, Ю. М. Попова с теоретическим обоснованием идеи полупроводниковых квантовых генераторов и анализом условий их создания. Наконец в 1960 г. появилась обстоятельная статья Н. Г. Басова, О. Н. Крохина, Ю. М. Попова, в которой были всесторонне рассмотрены принципы создания и теория квантовых генераторов и усилителей в инфракрасном и видимом диапазонах. В конце статьи авторы писали: «Отсутствие принципиальных ограничений позволяет надеяться на то, что в ближайшее время будут созданы генераторы и усилители в инфракрасном и оптическом диапазонах волн».

Первые лазеры. Таким образом, интенсивные теоретические и экспериментальные исследования в СССР и США в самом конце 50-х гг. XX в. вплотную подвели ученых к созданию лазера. Успех выпал на долю американского физика Т. Меймана. В 1960 г. в двух научных журналах появилось его сообщение о том, что ему удалось получить на рубине генерацию излучения в оптическом диапазоне. Так мир узнал о рождении первого «оптического мазера» — *лазера на рубине*. Первый образец лазера выглядел достаточно скромно: маленький рубиновый кубик (1 × 1 × 1 см), две противоположные грани которого имели серебряное покрытие (эти грани играли роль зеркал резонатора), периодически облучался зеленым светом от лампы-вспышки высокой мощности, которая змеей охватывала рубиновый кубик. Генерируемое излучение в виде красных световых импульсов испускалось через небольшое отверстие в одной из посеребренных граней кубика.

В том же 1960 г. американским физикам А. Джавану, В. Беннету, Д. Эрриоту удалось получить генерацию оптического излучения в электрическом разряде *в смеси гелия и неона*. Так родился первый газовый лазер, появление которого было фактически подготовлено экспериментальными исследованиями В. А. Фабриканта и Ф. А. Бутаевой, выполненными в 1957 г.

Начиная с 1961 г., лазеры разных типов (твердотельные и газовые) занимают достойное место в оптических лабораториях. Осваиваются новые активные среды, разрабатывается и совершенствуется технология изготовления лазеров. В 1962–1963 гг. в СССР и США одновременно создаются первые *полупроводниковые* лазеры.

Так начался новый, «лазерный» период оптики.

Глава 2

Типы лазеров

Лекция пятая

2.1. Типы лазеров и способы накачки (общие замечания)

В таблице на рис. 2.1 перечислены типы лазеров, активные среды и применяемые способы накачки. Классификация лазеров производится с учетом как типа активной среды, так и способа ее возбуждения (способа накачки).

В данной главе рассмотрим различные типы лазеров и соответствующие способы накачки, для каждого типа приведем конкретные примеры. Попутно разъясним показанную на рис. 2.1 систему взаимосвязей между разными способами накачки (поначалу она может показаться довольно сложной). После того как данная глава будет прочитана, рекомендуем вернутся к этому рисунку и еще раз внимательно рассмотреть его.

Из указанных на рисунке способов накачки следует прежде всего выделить два способа — *оптическую накачку* и *накачку с использованием самостоятельного электрического разряда*. Оптическая накачка имеет универсальный характер. Она применима для возбуждения самых различных активных сред — диэлектрических кристаллов, стекол, полупроводников, жидкостей, газовых смесей. Оптическое возбуждение может использоваться также как составной элемент некоторых других способов накачки (например, электроионизационного и химического). Накачка с использованием самостоятельного электрического разряда применяется в разреженных газообразных активных средах — при давлениях 1–10 мм рт. ст. Соответствующие типы лазеров (на атомных переходах, ионные, молекулярные) объединяют общим термином *газоразрядные лазеры*.

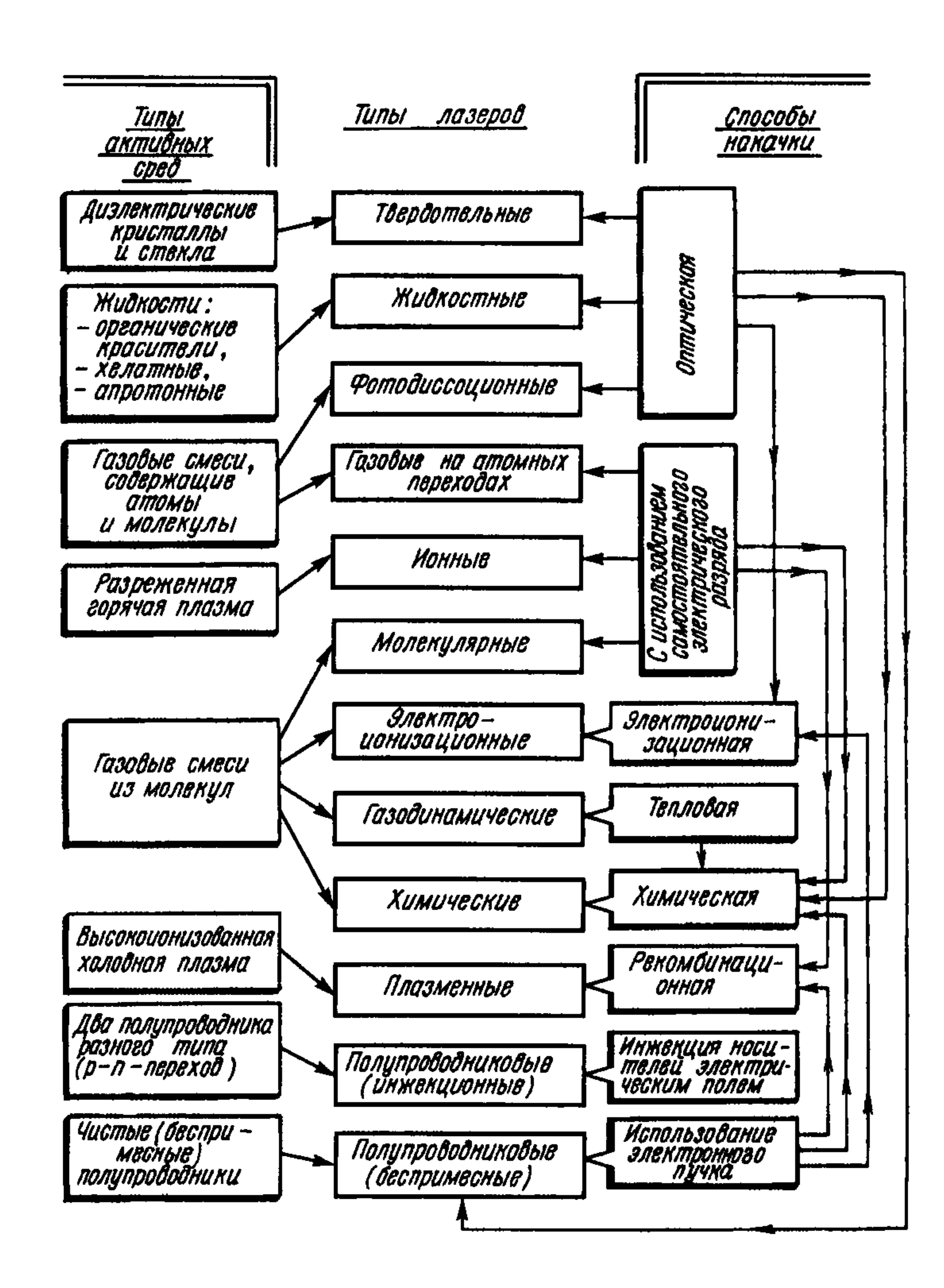


Рис. 2.1. Классификация лазеров

Наряду с твердотельными, жидкостными и полупроводниковыми, газоразрядные лазеры широко применяются в самых различных областях науки и техники.

Рассматривая способы накачки, надо иметь в виду, что один и тот же способ может допускать, в свою очередь, два вида накачки — *импульсную* и *непрерывную*. Так, для оптической

накачки используют как газоразрядные импульсные лампы, так и лампы непрерывного горения. При накачке с использованием электрического разряда применяют как импульсные разряды, так и стационарные (квазистационарные). При импульсной накачке энергия возбуждения поступает в активный элемент порциями, импульсами, а при непрерывной накачке — непрерывно, стабильно.

Импульсная накачка обладает рядом преимуществ по сравнению с непрерывной. При импульсной накачке, когда инверсия реализуется лишь в течение некоторых промежутков времени, может оказаться несущественным требование быстрого очищения нижнего рабочего уровня. Предположим, что при включении светового импульса накачки скорость, с которой заселяется верхний рабочий уровень, оказывается выше скорости заселения нижнего рабочего уровня. В этом случае лазер может работать за счет инверсии, возникающей *в начале импульса возбуждения*. Подобная ситуация показана на рис. 2.2.

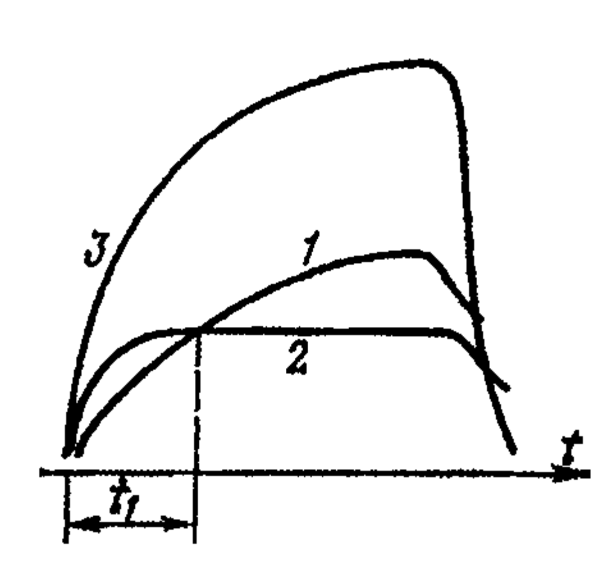


Рис. 2.2. Возникновение инверсии в начале импульса возбуждения: 1 — заселенность нижнего рабочего уровня; 2 — заселенность верхнего рабочего уровня; 3 — импульс возбуждения

Из рисунка видно, что инверсия реализуется в начале импульса возбуждения — в течение промежутка времени t_1. Ясно, что в данном случае скорость очищения нижнего рабочего уровня несущественна.

Приведенный пример поясняет, почему при использовании импульсной накачки возможно получение генерации в большем числе активных сред и на большем числе переходов в данной среде, нежели при непрерывной накачке. Говоря о преимуществах импульсной накачки, надо отметить и тот факт, что ее легче реализовать с технической точки зрения. Непрерывный и притом достаточно стабильный подвод энергии возбуждения к активной среде, как правило, технически сложнее импульсного. Кроме того, при импульсной накачке обычно отпадает необходимость в принудительном охлаждении нагревающегося активного элемента.

Импульсная накачка позволяет реализовать различные *импульсные* режимы генерации — когда лазерное излучение формируется в виде одиночных световых импульсов или в виде последовательности импульсов. При этом удается осуществлять исключительно сильную концентрацию излучаемой световой энергии во времени и пространстве. Так, например, реализованы режимы генерации мощных сверхкоротких световых импульсов, имеющих длительность 10^{-11}–10^{-12} с и мощность до 10^{12} Вт.

2.2. Твердотельные лазеры

Твердотельными называют лазеры, активная среда которых представляет собой диэлектрический кристалл или стекло, в которые введены (в виде примеси) специальные ионы, играющие роль активных центров. В твердотельных лазерах применяется только оптическая накачка.

Оптическая накачка. При оптической накачке происходит возбуждение активных центров за счет поглощения излучения от специального источника света (источника излучения накачки). В качестве таких источников используются газоразрядные импульсные лампы, лампы непрерывного горения (газоразрядные и накаливания), искровые разрядники, пламя и т. д. Источником накачивающего излучения может служить также вспомогательный лазер.

Чтобы оптическая накачка была эффективной, необходимо выполнение двух условий. Во-первых, уровень возбуждения активного центра должен иметь достаточно большую ширину. Иначе говоря, линии поглощения накачивающего излучения должен соответствовать относительно широкий участок на шкале частот (шкале длин волн). Во-вторых, необходимо,

чтобы максимум линии поглощения активного центра попадал в область спектра частот накачивающего излучения, характеризующуюся высокой интенсивностью. Только при выполнении этих условий оптическая накачка может стать достаточно эффективной, в противном случае доля полезно расходуемой мощности накачивающего излучения будет незначительной.

В твердотельных лазерах оба указанных условия выполняются. Для твердотельных активных сред ширина линии (полосы) поглощения порядка 0,1 мкм. Подбирая для каждого конкретного лазера излучение накачки с соответствующим спектром частот, удается добиться того, чтобы возбуждался практически лишь уровень возбуждения активного центра (или определенная группа уровней, играющая роль «уровня возбуждения»).

Твердотельный лазер. В твердотельном активном элементе различают матрицу (основу) и введенный в матрицу в виде примеси активатор (активные центры). Используются как кристаллические, так и аморфные (стеклянные) матрицы. В настоящее время эффект вынужденного испускания обнаружен примерно у 300 диэлектрических кристаллов, активированных примесями ионов переходных групп. Наиболее широко используются так называемые оксидные кристаллы с упорядоченной структурой. К ним относятся, в частности, кристалл окиси алюминия (Al_2O_3), активированный ионами хрома (Cr^{3+}), а также кристалл иттрий-алюминиевого граната ($Y_3Al_5O_{12}$), активированный ионами неодима (Nd^{3+}). Первый кристалл есть активный элемент *лазера на рубине*, а второй — *лазера на гранате с неодимом*. Указанные лазеры являются, пожалуй, наиболее широко применяемыми твердотельными лазерами.

На рис. 2.3 показано, как реализуется оптическая накачка твердотельного лазера. Источник накачки (например, газоразрядная лампа-вспышка) имеет форму прямого цилиндра и помещается параллельно активному элементу. И лампа накачки, и активный элемент находятся внутри *отражателя*, рабочая поверхность которого представляет собой боковую поверхность цилиндра с основанием в форме *эллипса*. Сделаем

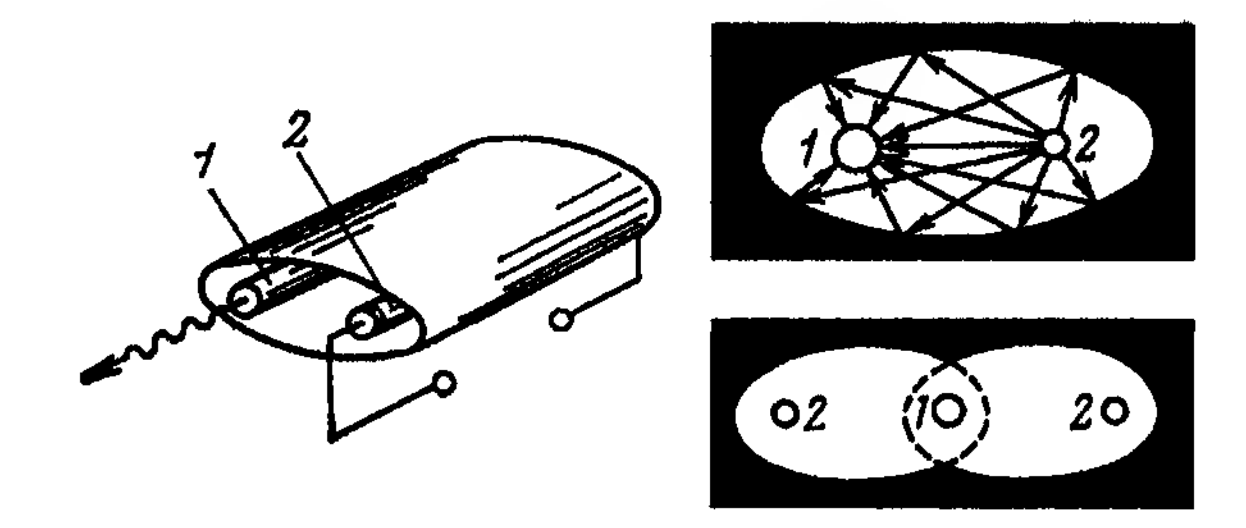


Рис. 2.3. Практическая реализация оптической накачки в твердотельном лазере: 1 — активный элемент; 2 — лампа накачки

мысленно сечение плоскостью, перпендикулярной к оси активного элемента. В этом сечении поверхность отражателя есть эллипс, активный элемент и лампа-вспышка находятся в *фокусах* эллипса. Известно, что световые лучи, выходящие из одного фокуса, после отражения от эллиптической поверхности приходят в другой фокус. В результате накачивающее излучение оказывается максимально сфокусированным на активном элементе. На практике применяют отражатели разных конструкций. Используется, например, двухламповый отражатель: по сравнению с одноламповым он позволяет повысить мощность выходного излучения. В конструкциях твердотельного лазера (см. рис. 2.3) роль зеркал оптического резонатора выполняют специально обработанные торцы активного элемента, в этом случае длина резонатора совпадает с длиной активного элемента.

Лазер на рубине. Уже отмечалось, что впервые лазерная генерация была осуществлена на рубине. Благодаря большой механической прочности и теплопроводности кристаллов рубина, возможности выращивания кристаллических образцов с высоким оптическим качеством, лазеры на рубине до сих пор широко используются на практике. *Рубин* — окись алюминия, содержащая в качестве примеси ионы хрома. В лазерах обычно используют розовый рубин с содержанием хрома 0,05 % ($1{,}6 \cdot 10^{19}$ ионов хрома на 1 $см^3$).

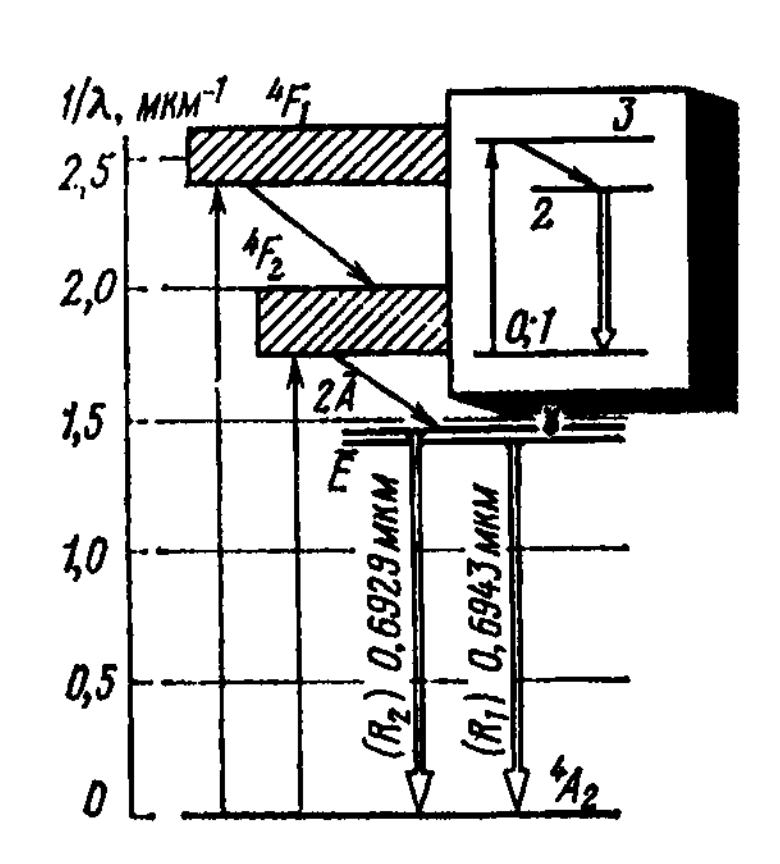


Рис. 2.4. Схема уровней иона хрома в рубине и основные переходы

На рис. 2.4 представлена *схема уровней активного центра* (иона хрома) в рубине. По вертикальной оси отложены значения $1/\lambda$ в мкм$^{-1}$. Переход от $1/\lambda$ к энергии E осуществляется по формуле $E = hc/\lambda$. В процессе оптической накачки возбуждаются состояния («уровни»), обозначаемые как $^4F_1$ и $^4F_2$. Каждое из этих состояний изображено на рисунке в виде некоторой энергетической полосы, ширина которой отвечает «размытию» соответствующего уровня. Передавая часть энергии тепловым колебаниям кристаллической решетки рубина, возбужденные ионы хрома относительно быстро переходят из состояний $^4F_1$ и $^4F_2$ на два близко расположенных метастабильных уровня, условно обозначаемых $2\bar{A}$ и $\bar{E}$. Эти уровни играют роль *верхних рабочих* уровней. *Нижний рабочий* уровень обозначен $^4F_2$, он является также *основным* уровнем. Таким образом, лазер на рубине может быть описан трехуровневой схемой, которая была показана ранее на рис. 1.9 *а*.

На рис. 2.5 *а* представлен *спектр поглощения* иона хрома в рубине. Спектр имеет два максимума — для состояний $^4F_1$ и $^4F_2$. Эти максимумы отвечают длинам волн $\lambda' = 0{,}41$ мкм (синяя полоса поглощения) и $\lambda'' = 0{,}55$ мкм (*желто-зеленая* полоса поглощения). Ширина каждой полосы поглощения составляет примерно 0,1 мкм. Для накачки рубинового лазера применяют газоразрядную ксеноновую лампу. На рис. 2.5 *б* показан спектр излучения, спонтанно испускаемого ионами хрома на рабочем переходе (*спектр люминесценции* хрома в рубине). В спектре имеются две линии. Максимум одной из них соответствует длине волны 0,6943 мкм (так называе-

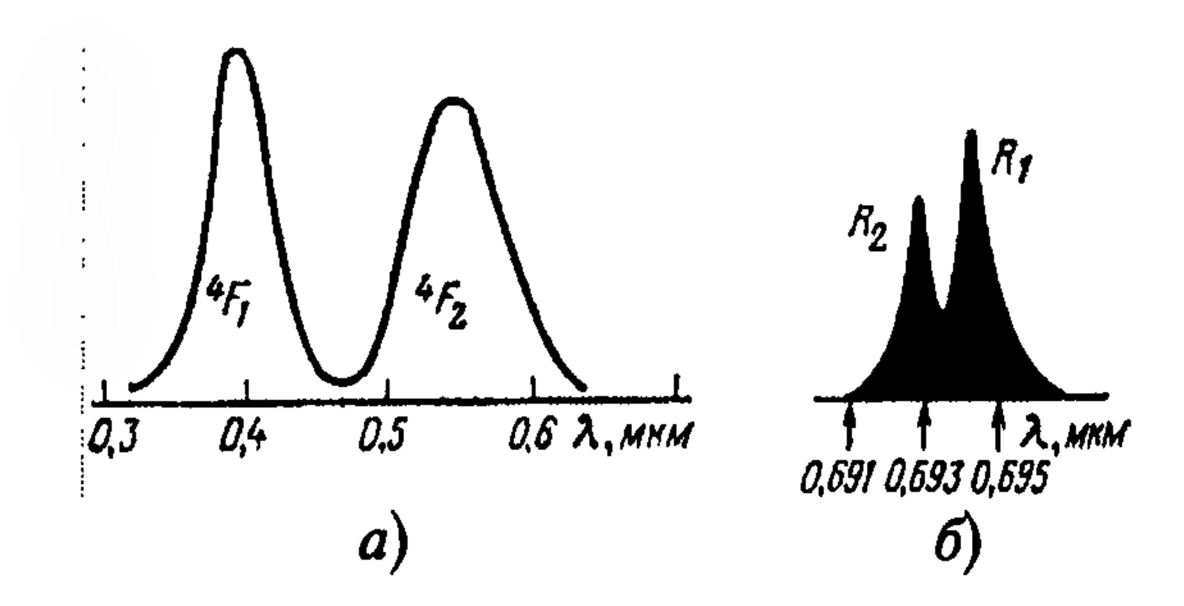


Рис. 2.5. Спектры поглощения иона хрома (*а*) и люминесценции хрома (*б*) в рубине

мая R_1-линия), максимум другой — длине волны 0,6929 мкм (R_2-линия). При лазерной генерации реализуется практически только R_1-линия.

Примечание. Существуют определенные правила для обозначения тех или иных состояний ионов, атомов, молекул. Не будем здесь объяснять эти правила. Читатель, не знакомый с ними, может воспринимать встречающиеся обозначения состояний (например, $^4F_1$ и $^4F_2$) формально — просто как некие принятые обозначения. Разумеется, в таком случае можно было бы обозначать различные состояния попросту числами (1, 2, 3, ...). Однако предпочтительно использовать (здесь и в дальнейшем) те обозначения состояний, которые приняты в научной литературе.

Лазер на гранате с неодимом. Лазер на иттрий-алюминиевом гранате, активированном ионами неодима, является в настоящее время наиболее широко применяемым твердотельным лазером. Он имеет сравнительно низкий порог возбуждения и высокую теплопроводность, что позволяет реализовать генерацию при большой частоте следования световых импульсов, а также генерацию в непрерывном режиме. КПД лазера сравнительно высок: он достигает нескольких процентов.

Схема уровней активного центра (иона неодима) в гранате показана на рис. 2.6. Фактически на рисунке представлены не уровни, а энергетические полосы разной ширины. Каждой из этих полос в действительности соответствует целая группа

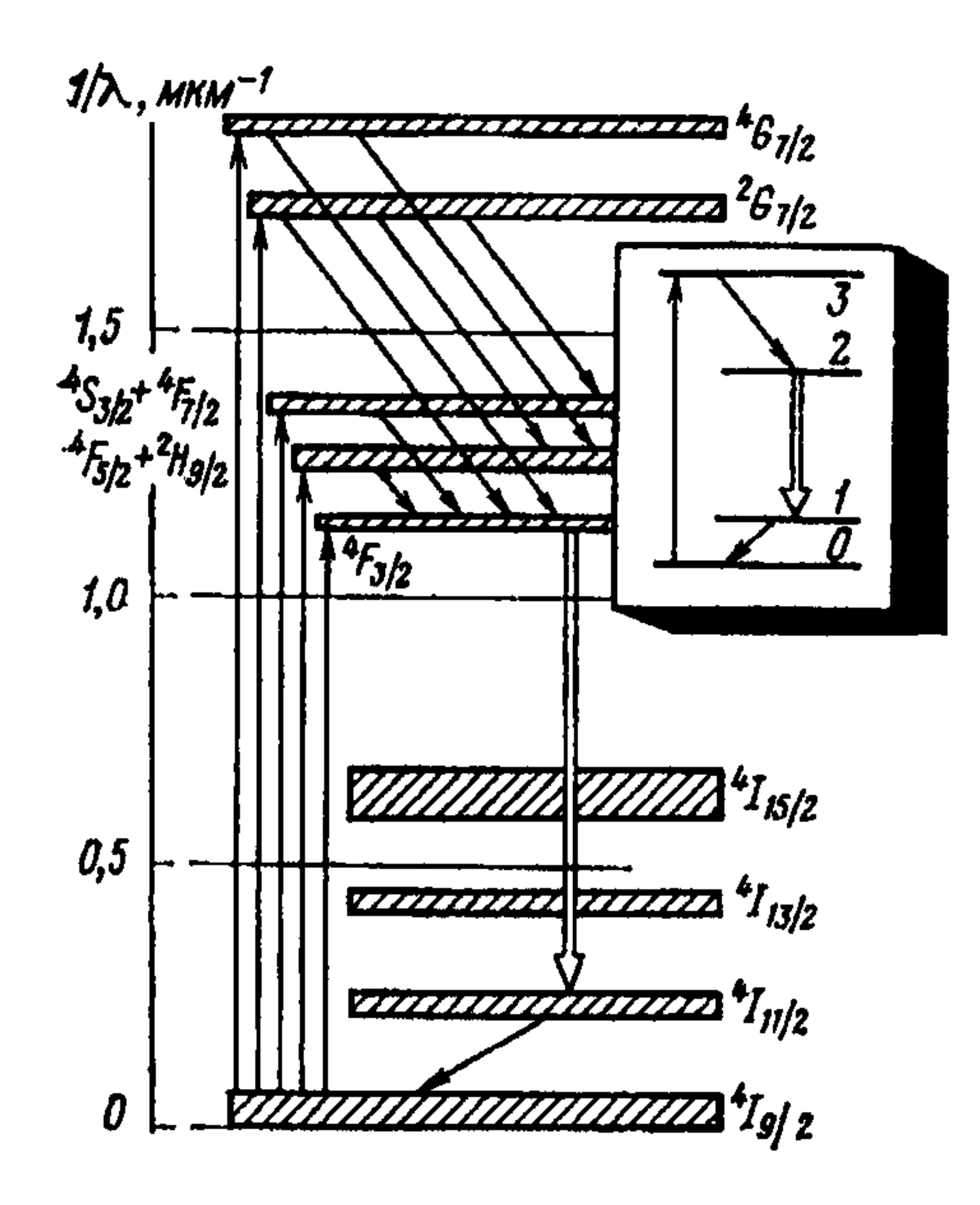


Рис. 2.6. Схема уровней иона неодима в иттрий-алюминиевом гранате и основные переходы

уровней энергии. Будем называть каждую такую группу уровней (каждую из полос, показанных на рисунке) *атомным термом*.

В процессе оптической накачки ионы неодима переходят из основного состояния (атомный терм $^4I_{9/2}$) в несколько групп состояний, которым соответствуют атомные термы $^4G_{7/2}$, $^2G_{7/2}$, $^4S_{3/2}+{}^4F_{7/2}$, $F_{5/2}+{}^2H_{9/2}$, $^4F_{3/2}$. Этим пяти группам состояний отвечают пять полос в *спектре поглощения* неодима в гранате, хорошо просматриваемых на рис. 2.7 *а*. Тонкая структура полос отражает тот факт, что атомные термы состоят из групп энергетических уровней.

Роль *верхнего рабочего* уровня играет терм $^4F_{3/2}$. Ионы неодима высвечиваются, переходя с этого уровня на уровни, соответствующие термам $^4I_{11/2}$,$^4I_{9/2}$,$^4I_{13/2}$,$^4I_{15/2}$. Поскольку каждому из этих термов отвечает несколько энергетических уровней, общее число рабочих переходов достигает двух десятков. Основная доля энергии (60 %) высвечивается в переходах

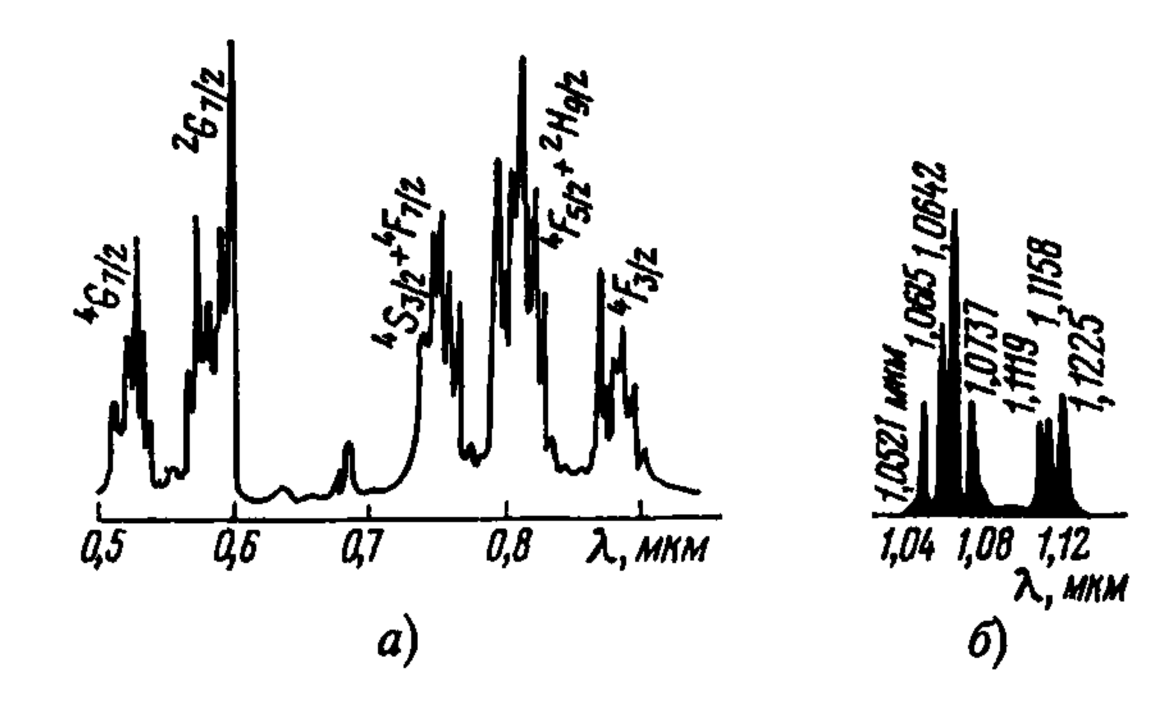


Рис. 2.7. Спектры поглощения иона неодима (*а*) и люминесценция неодима (*б*) в гранате (спектр люминесценции дан для переходов $^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$)

$^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$; поэтому в качестве *нижних рабочих* уровней принято рассматривать уровни, соответствующие терму $^4I_{11/2}$.

На рис. 2.7 *б* представлен *спектр люминесценции* ионов неодима в гранате для переходов $^4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$. Спектр содержит семь линий. Наиболее интенсивны линии 1,0615 и 1,0642 мкм (инфракрасное излучение). Наряду с переходами $4F_{3/2} \to {}^4I_{11/2}$ определенную роль играют также переходы $^4F_{3/2} \to {}^4I_{13/2}$ (генерация на длине волны 1,3 мкм) и переходы $^4F_{3/2} \to {}^4I_{9/2}$ (0,9 мкм).

При упрощенном рассмотрении лазера на гранате с неодимом можно пользоваться *четырехуровневой схемой*, показанной ранее на рис. 1.9 *в*.

Для накачки рассматриваемого лазера применяют криптоновые лампы. Иногда в кристаллическую решетку граната (содержащую в виде примеси ионы неодима) дополнительно вводят еще одну примесь — ионы хрома, что позволяет применять для накачки ксеноновые лампы. Ионы хрома в гранате имеют две довольно широких полосы поглощения (при $\lambda = 0{,}43$ и 0,59 мкм), хорошо согласующиеся со спектром излучения ксеноновых ламп. Возбужденные ионы хрома передают энергию возбуждения активным центрам — ионам неодима.

Лазеры на стеклах. Достаточно широко применяются лазеры на стеклах, активированных редкоземельными элементами, в частности неодимом. Лазер на стекле с неодимом, как и лазер на гранате с неодимом, работает по четырехуровневой схеме. Генерируемое излучение имеет $\lambda = 1{,}06$ мкм.

Используются различные стекла: боратные (на основе окислов бора), свинцовые (на основе окислов свинца), фосфатные (на основе окислов фосфора), фтористые (на основе фторида бериллия), кварцевые и др. Стеклянные активные элементы относительно дешевы, легко изготавливаются в виде длинных стержней (длиной более 1 м), оптически однородны; они допускают введение активатора в больших концентрациях. Главный недостаток стекол — их низкая теплопроводность, вследствие чего они используются лишь в импульсных режимах с относительно низкой частотой следования импульсов.

Лекция шестая

2.3. Жидкостные лазеры

В *жидкостных лазерах* в качестве активной среды используются жидкости: либо *растворы органических красителей*, либо специальные жидкости, активированные ионами редкоземельных элементов (например, Eu^3+, Nd^3+). Различают два типа таких специальных жидкостей — *металлоорганические* (*хелатные*) *и неорганические* (*апротонные*). В жидкостных лазерах применяют оптическую накачку.

Растворы органических красителей как активные среды лазеров. Среди жидкостных лазеров наиболее широко применяются лазеры на растворах органических красителей. Активная среда таких лазеров представляет собой жидкий растворитель (вода, этанол, метанол, толуол, бензол, ацетон и др.), в котором находятся молекулы органического красителя, играющие роль активных центров.

Красители — сложные органические соединения, характеризующиеся широкими полосами поглощения в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра. Для химического строения молекул красителей характерно сочетание бензольных, пиридиновых, азиновых и других колец, располагающихся в одной плоскости. Наиболее эффективно высвечивающиеся красители распределяют по следующим восьми классам: *ксантены*, *полиметины*, *оксазины*, *кумарины*, *антрацены*, *акридины*, *азины*, *фталоцианины*. В настоящее время лазерная генерация получена более чем на 200 различных красителях. Длины волн, генерируемых различными красителями, находятся в диапазоне 0,3–1,3 мкм. Подбирая соответствующие

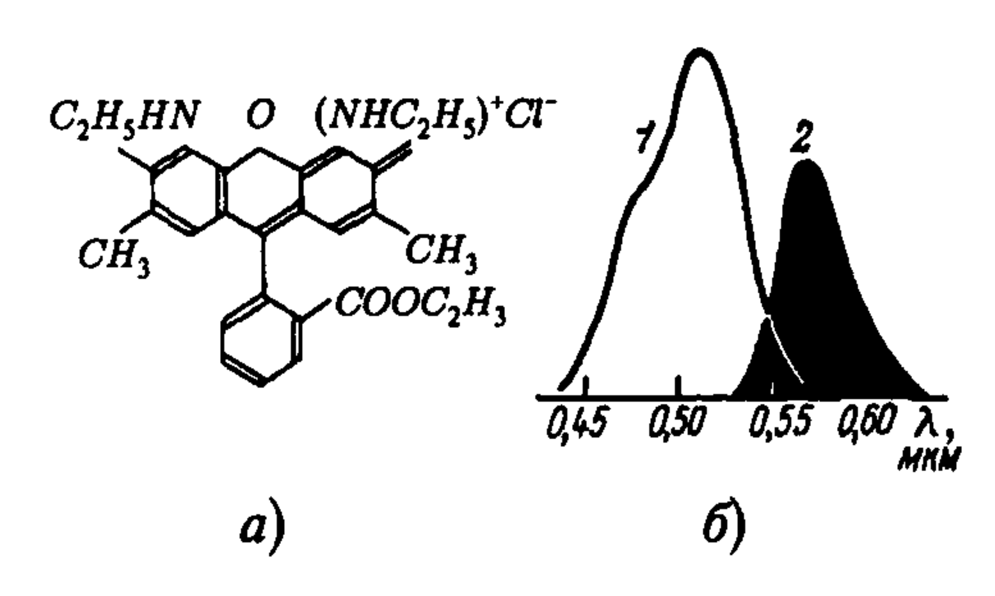


Рис. 2.8. Структурная формула молекулы родамина 6*G* (*а*) и спектры поглощения (кривая 1) и люминесценции (кривая 2) молекулы родамина 6*G* (*б*)

красители, можно получить когерентное излучение любой длины волны из указанного диапазона.

В качестве практически важного примера укажем краситель *родамин* 6*G*, относящийся к классу ксантенов. На рис. 2.8 *а* приведена структурная формула молекулы этого красителя: она основана на системе бензольных колец. Молекулы ксантеновых красителей поглощают излучение накачки и высвечиваются, как правило, в видимой области спектра. На рис. 2.8 *б* показаны *спектры поглощения* и *люминесценции* молекулы родамина 6*G*. Как и у твердотельных лазеров, ширина спектра поглощения красителя порядка 0,1 мкм. Такую же ширину имеет в данном случае и спектр люминесценции, что примерно в 10–100 раз больше ширины спектра люминесценции ионов-активаторов в твердотельных лазерах. Необычайно большая ширина спектра люминесценции и, как следствие, линии усиления — одна из наиболее интересных особенностей молекул органических красителей, используемых в качестве активных центров.

Оптическая накачка лазеров на красителях. Для возбуждения красителей применяют как *лазерную*, так и *нелазерную* (*ламповую*) накачку. В первом случае в качестве источника накачивающего излучения используется вспомогательный лазер, во втором — газоразрядная лампа. При лазерной накачке накачивающее излучение имеет либо частоту рабочего перехода



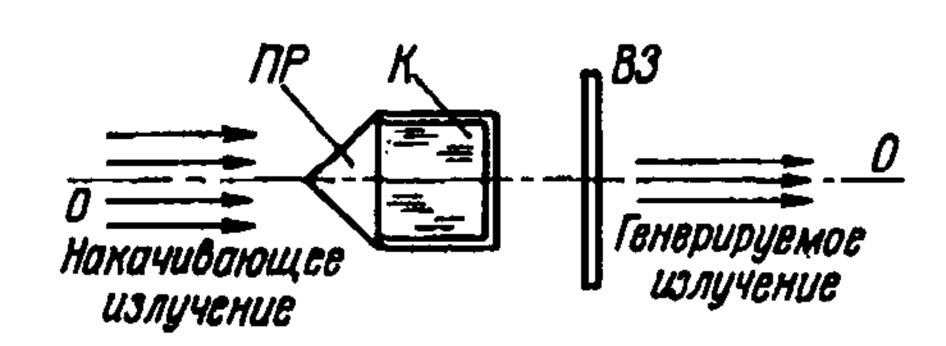


Рис. 2.9. Схема продольной накачки лазера на красителе: *К* — краситель; *ПР* — призма полного внутреннего отражения; *ВЗ* — выходное зеркало резонатора

вспомогательного лазера, либо вдвое (втрое) более высокую частоту. В последнем случае говорят, что используется *вторая* (*третья*) *гармоника* излучения вспомогательного лазера.

В качестве вспомогательного лазера часто применяют лазер на стекле с неодимом, а также на гранате с неодимом. При этом реализуется *импульсная* лазерная накачка. Она может осуществляться либо по *поперечной*, либо по *продольной* схеме. При поперечной импульсной накачке накачивающее лазерное излучение распространяется перпендикулярно к направлению, в котором происходит генерация излучения красителя, а при продольной — параллельно. В качестве примера на рис. 2.9 показан один из вариантов продольной схемы накачки. Кювета с красителем находится внутри резонатора, у которого одно из зеркал заменено призмой полного внутреннего отражения. Выходное зеркало резонатора полностью непрозрачно для накачивающего излучения. Накачивающее излучение, распространяясь вдоль оси резонатора *ОО*, попадает через призму в кювету с красителем и возбуждает молекулы красителя. Генерируемое в красителе излучение выходит через выходное зеркало резонатора.

Наряду с импульсной применяют также *непрерывную* лазерную накачку. Для этого часто используют аргоновый ионный лазер (см. § 2.6). Накачивающее излучение фокусируют в раствор красителя в пределах области диаметром 10 мкм. Чтобы краситель не перегревался, его быстро прокачивают через зону генерации. Прокачка раствора красителя важна

и в других отношениях, например, с точки зрения удаления из зоны генерации продуктов фотораспада.

2.4. Фотодиссоционные лазеры

Проблема оптической накачки газовых активных сред. Как уже отмечалось, эффективность оптической накачки твердотельных и жидкостных лазеров связана прежде всего с достаточно большой шириной линии поглощения — около 0,1 мкм. Активные центры в газовых средах имеют существенно более узкие линии поглощения — шириной 10^{-6} мкм и менее. Оптическое возбуждение в данном случае возможно лишь при условии, что излучение накачки имеет линейчатый спектр с очень узкими линиями, и при этом максимум хотя бы одной такой линии, характеризующейся достаточно высокой интенсивностью, точно совпадает с максимумом линии поглощения активного центра. Это условие является весьма жестким. Один из редких примеров, когда удается его выполнить, — *лазер на пара́х цезия*. Атомы цезия возбуждаются излучением гелиевой лампы, в спектре которой есть узкая интенсивная линия на длине волны 0,3888 мкм, точно соответствующей длине волны рабочего перехода в цезии.

Что касается обычной (широкополосной) накачки, характеризующейся широкой полосой частот, то она в газовых активных средах должна представляться, очевидно, крайне малоэффективной. Вследствие узости линий поглощения частиц газа *лишь ничтожная* доля световой мощности источника накачки будет в данном случае использоваться для возбуждения активных центров. Основная же часть накачивающей световой мощности будет бесполезно расходоваться на нагревание газа и элементов конструкции лазера. Именно поэтому широкополосная оптическая накачка в газовых лазерах, как правило, не применяется.

Возможность широкополосной оптической накачки в газах; фотодиссоционные лазеры. Исключением из правила являются газовые среды, содержащие молекулы, которые

в результате поглощения излучения *диссоциируют*, т. е. «разваливаются» на составные части:

$$\mathrm{AB} + h\nu \to \mathrm{A}^* + \mathrm{B}$$

(молекула AB поглощает фотон $h\nu$ и диссоциирует на A^* и B; один из продуктов диссоциации оказывается в возбужденном состоянии, что обозначается здесь при помощи звездочки). Диссоциация молекул в результате поглощения света называется *фотодиссоциацией*. Интересно, что

> *при фотодиссоциации полоса поглощения молекулы в газе оказывается столь же широкой, как и полосы поглощения в твердых и жидких активных средах.*

Это свойство позволяет использовать широкополосную оптическую накачку. Накачивающая световая мощность поглощается диссоциирующими молекулами; один из продуктов диссоциации, как уже отмечалось, появляется в возбужденном состоянии, что и используется для получения лазерной генерации. Такие газовые лазеры называют *фотодиссоционными*.

Различают два типа фотодиссоционных лазеров. В лазерах первого типа в роли активного центра выступает один из продуктов диссоциации молекулы (тот, который оказывается в возбужденном состоянии). В этом случае говорят о возбуждении в *первичных фотопроцессах*. Во втором типе фотодиссоционных лазеров возбужденные активные центры образуются в результате химических реакций, в которые вступают продукты диссоциации молекулы (возбуждение в процессе *вторичных химических реакций*). В последнем случае используется термин *фотохимический лазер*.

В качестве примера фотодиссоционного лазера первого типа укажем *йодный лазер*. Под действием широкополосной оптической накачки (с $\lambda \approx 0{,}3$ мкм) молекулы $\mathrm{CF_3J}$ диссоциируют:

$$\mathrm{CF_3J} + h\nu \to \mathrm{J}^* + \mathrm{CF_3}.$$

Атомы йода образуются в возбужденном состоянии $^2P_{1/2}$. На переходе этих атомов в состояние $^2P_{3/2}$ и происходит лазерная генерация. Длина волны генерируемого излучения 1,315 мкм.

У фотодиссоционных лазеров КПД составляет 0,5 %. Повышение КПД возможно в принципе за счет расширения полосы поглощения диссоциирующих молекул, а также за счет использования специальных вторичных химических реакций.

2.5. Электроионизационные лазеры

Проблема повышения давления в газовом лазере. Газоразрядные лазеры характеризуются, как уже отмечалось, низкими значениями давления активной газовой смеси — порядка 1–10 мм рт. ст. Это предопределяет относительно низкую концентрацию активных центров: 10^{15}–10^{16} см$^{-3}$, что на несколько порядков ниже, чем в твердотельных или жидкостных лазерах (10^{19}–10^{20} см$^{-3}$). Повышение концентрации активных центров желательно для увеличения мощности излучения, высвечиваемого единицей объема активной среды. Поэтому естественно стремление повысить давление в газовых лазерах.

Однако повышению давления в газоразрядных лазерах препятствуют два обстоятельства. Во-первых, при повышении давления до нескольких десятков мм рт. ст. самостоятельный электрический разряд оказывается практически непригодным для возбуждения сколь-либо больших объемов газа: разряд становится *неустойчивым*, развивается вдоль стенок, не охватывает внутренних областей газоразрядной трубки. Во-вторых, необходимость обеспечения оптимального отношения E/P требует соответствующего увеличения напряженности поля при повышении давления. Это требование, в свою очередь, приводит к увеличению плотности электронного компонента плазмы разряда. Переизбыток электронов — отрицательный фактор, так как при этом условии растет эффективность так называемых тушащих столкновений (в частности, столкновений, приводящих к очищению верхних и заселению нижних рабочих уровней).

Электроионизационный метод накачки газовых лазеров высокого давления. Проблему повышения давления в газовых лазерах позволил решить *электроионизационный* метод накачки. В данном методе накачки самостоятельный электрический разряд вообще не используется. Для получения быстрых электронов, способных эффективно возбуждать активные центры, используют *ионизирующее излучение* в сочетании с внешним *электрическим полем*. Ионизирующее излучение порождает в активной среде свободные электроны, а электрическое поле ускоряет их. Дальнейшие процессы протекают фактически так же, как в газоразрядном лазере: быстрые электроны возбуждают определенные молекулы (атомы), что при соответствующих условиях приводит к возникновению инверсии. На рис. 2.10 приведена схема, поясняющая электроионизационную накачку.

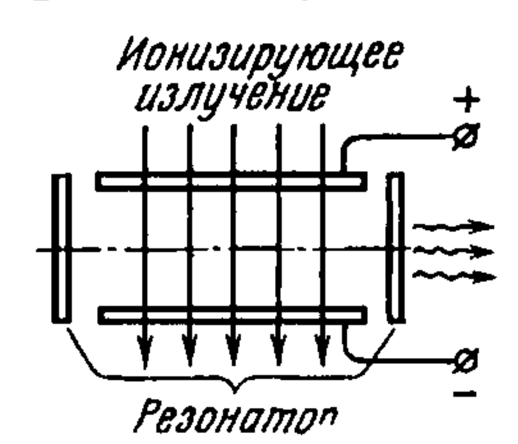


Рис. 2.10. Схема, поясняющая электроионизационную накачку

На создание одного свободного электрона затрачивается энергия порядка нескольких десятков электронвольт, эта энергия берется от ионизирующего излучения. Каждый свободный электрон испытывает до 10^5 столкновений с частицами активной среды, прежде чем рекомбинирует или уйдет из рабочего объема. В этих столкновениях электрон передает частицам активной среды до 10^4 эВ, т. е. примерно на три порядка больше энергии, затраченной на создание свободного электрона. Такая большая энергия берется от внешнего электрического поля. Электронионизационный метод накачки позволяет, таким образом, осуществлять достаточно эффективное (с КПД до 30 %) *прямое* преобразование энергии электрического поля в энергию когерентного оптического излучения.

При применении данного метода накачки нетрудно поддерживать оптимальное отношение E/P при повышении давления, поскольку концентрация свободных электронов теперь *не зависит* от напряженности внешнего поля E, а определяет-

ся ионизирующим излучением. Рассматриваемый метод позволяет осуществлять накачку при давлениях до 100 атм. В связи с этим появился термин *лазеры на сжатом газе*.

При электроионизационной накачке процесс прохождения электрического тока через ионизованный газ отличается высокой устойчивостью независимо от давления. В рабочем объеме развивается *несамостоятельный разряд*, характеристики которого остаются постоянными при изменении объема в довольно широких пределах (например, до 100 л).

Для поддержания разряда необходима ионизация газа, для получения инверсии необходимо возбуждение активных центров. В газоразрядном лазере обе эти функции выполняются *одними и теми же* электронами; при этом характерное для самостоятельного разряда распределение электронов по энергиям может не быть одновременно оптимальным и для ионизации, и для возбуждения. В электроионизационном лазере указанные функции выполняются раздельно — ионизация газа обеспечивается ионизирующим излучением, а электроны обеспечивают лишь возбуждение активных центров.

Электроионизационный CO_2-лазер. Электроионизационная накачка применяется в CO_2-лазерах высокого давления. Физический механизм возникновения инверсия здесь такой же, как и в газоразрядном CO_2-лазере (см. рис. 2.19). Отличие состоит в том, что быстрые электроны, возбуждающие колебательные состояния молекул азота и двуокиси углерода, образуются теперь не в самостоятельном разряде, а под действием ионизирующего излучения и ускоряющего внешнего электрического поля. В качестве ионизирующего излучения обычно используют пучок электронов из ускорителя (энергия электронов 100–500 кэВ, плотность тока пучка порядка 10^{-4} А/см^2).

На рис. 2.11 показана упрощенная схема электроионизационного CO_2-лазера. В рабочий объем, находящийся между двумя электродами, проникает пучок быстрых электронов, пронизывающий металлическую фольгу. Высвечивание молекул CO_2 в рабочем объеме приводит к возникновению лазерного

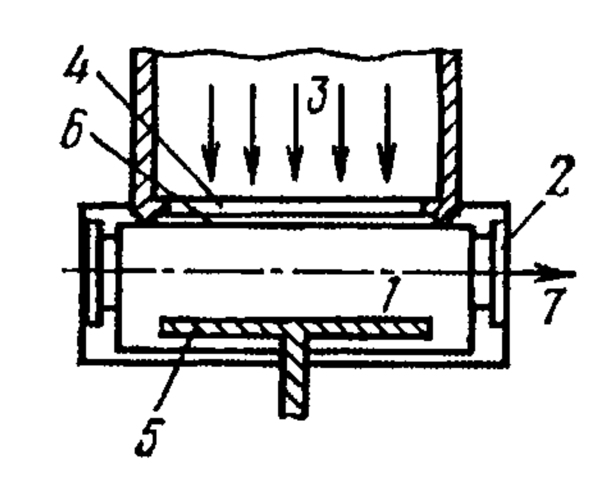


Рис. 2.11. Схема электроионизационного лазера: 1 — рабочий обьем резонатора; 2 — выходное зеркало резонатора; 3 — пучок быстрых электронов; 4 — верхний электрод; 5 — нижний электрод; 6 — металлическая фольга, прозрачная для быстрых электронов; 7 — излучение лазера

излучения, выходящего из указанного объема через выходное зеркало оптического резонатора. (Упомянутая выше фольга является уязвимым местом в рассматриваемом лазере: она разделяет вакуумный объем камеры ускорителя и рабочий объем, находящийся под высоким давлением.) По сравнению с газоразрядным CO_2-лазером мощность генерируемого излучения, приходящаяся на единицу объема активной среды, возрастает в электроионизационном лазере в 10^5–10^6 раз.

В заключение заметим, что ионизация может осуществляться не только пучком электронов, но также ультрафиолетовым излучением (*фотоионизация*). В этом случае оптическое возбуждение выступает как составной элемент электроионизационной накачки. Наконец, возможна ионизация тяжелыми заряженными частицами, являющимися продуктами ядерных реакций.

Лекция седьмая

2.6. Газовые лазеры на атомных переходах и ионные лазеры

Типы газоразрядных лазеров; электрические разряды. Лазеры на разреженных газовых активных средах (с давлениями 1–10 мм рт. ст), возбуждаемых самостоятельным электрическим разрядом, называют *газоразрядными*. Различают три типа таких лазеров: лазеры, генерирующие на переходах между энергетическими уровнями ионов (лазеры на ионизированных газах, или *ионные лазеры*); лазеры, генерирующие на переходах между уровнями нейтральных атомов (*лазеры на атомных переходах*); лазеры, генерирующие на переходах между уровнями молекул (лазеры на молекулярных переходах, или *молекулярные лазеры*). Активными центрами в указанных трех типах лазеров являются соответственно свободные ионы, свободные атомы, свободные молекулы.

Ионные лазеры генерируют, главным образом, в видимой, а также в ближней ультрафиолетовой области спектра (примерно от 0,3 до 1 мкм). *Лазеры на атомных переходах* генерируют в более широком диапазоне длин волн — от 0,4 до 100 мкм; основное число рабочих переходов попадает в диапазон 1–20 мкм.

Наиболее широк диапазон длин волн излучения, генерируемого *молекулярными лазерами*. Лазеры, работающие на переходах между вращательными уровнями, соответствующими одному и тому же электронному и колебательному состоянию молекулы (*чисто вращательные* переходы), генерируют в инфракрасной области примерно от 10 мкм до нескольких сотен микрометров. Молекулярные лазеры, работающие на переходах между колебательными уровнями (*колебательно-вращательные* переходы), генерируют инфракрасное излучение, в основном в диапазоне 5–50 мкм. Молекулярные лазеры могут генерировать также на переходах между электронными состояниями молекулы: в этом случае излучение попадает в видимую или ультрафиолетовую области спектра (примерно от 1 до 0,2 мкм).

Активная среда газоразрядного лазера — плазма, образующаяся при возникновении электрического разряда. Если время нарастания импульса тока меньше времени установления равновесия в плазме, то говорят об *импульсном* разряде. Наряду с импульсными используются *стационарные* (квазистационарные) разряды. В газоразрядных лазерах применяют два типа стационарных разрядов — *дуговой* (в ионных лазерах) и *тлеющий* (в лазерах на атомных переходах, в молекулярных лазерах). *Дуговой разряд* — сильноточный высокотемпературный разряд с относительно высокой степенью ионизации плазмы. Плотность тока в разряде составляет 10^2–10^3 А/см^2, температура разряда 10^3 К; степень ионизации плазмы (отношение концентрации свободных электронов в плазме к концентрации тяжелых частиц) больше единицы. *Тлеющий разряд* — слаботочный разряд (плотность тока 10^{-3}–0,1 А/см^2) с низкой степенью ионизации плазмы (10^{-3}); температура разряда соответствует комнатной.

В зависимости от способа возбуждения, стационарные разряды разделяются на *высокочастотные* и *постоянного тока*. Первые возбуждаются переменным током с частотой 10–50 МГц, в этом случае электроды находятся вне газоразрядной трубки (рис. 2.12 *а*). Вторые возбуждаются постоянным током (электроды находятся внутри газоразрядной трубки; рис. 2.12 *б*).

Гелий-неоновый лазер. Лазер на смеси гелия и неона — пример газоразрядного лазера на атомных переходах. Генерация происходит на переходах между уровнями *атомов неона* (они являются активными центрами). Кроме неона в состав

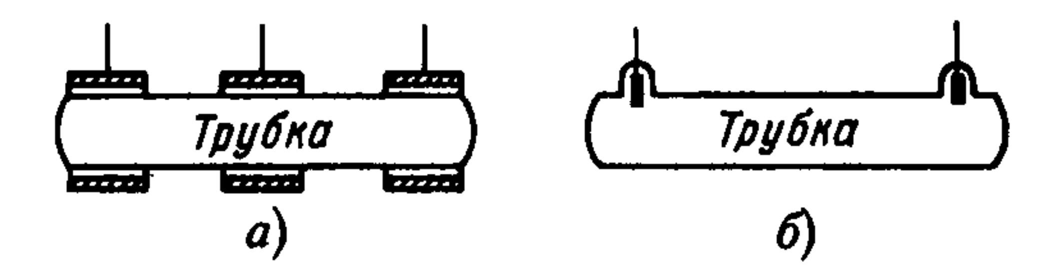


Рис. 2.12. Расположение электродов при высокочастотном возбуждении разряда (*а*) и при возбуждении постоянным током (*б*)

активной среды входит *буферный газ — гелий*. Как будет показано, он играет важную роль в возбуждении атомов неона. Давление газовой смеси порядка — 1 мм рт. ст.; парциальное давление гелия в 5–10 раз больше давления неона. В гелий-неоновом лазере используется стационарный тлеющий разряд, возбуждаемый постоянным током.

На рис. 2.13 показана газоразрядная трубка лазера, ориентированная вдоль оси *ОО* резонатора. На рисунке хорошо видны *катод* и *анод*. Когда разность потенциалов между ними (рабочее напряжение) достигает примерно 10^3 В, в рабочем капилляре газоразрядной трубки, имеющем диаметр несколько миллиметров, зажигается тлеющий разряд. Плоскости выходных окон газоразрядной трубки ориентированы не перпендикулярно к оси резонатора, а *наклонно* — так, чтобы перпендикуляр к плоскости окна составлял с осью резонатора так называемый *угол Брюстера*, соответствующий показателю преломления вещества, из которого изготовлено выходное окно трубки.

Углом Брюстера называют такой угол падения α светового луча на поверхность вещества, для которого выполняется условие $\operatorname{tg}\alpha = n$, где n — показатель преломления вещества. В этом случае отраженный от поверхности световой луч оказывается поляризованным перпендикулярно к плоскости падения, а преломленный луч — преимущественно поляризованным в плоскости падения. Данная ситуация выделена на рис. 2.13: короткие стрелки показывают, что колебания электрического вектора происходят в плоскости рисунка (в плоскости падения), а кружочки указывают на колебания в плоскости, перпендику-

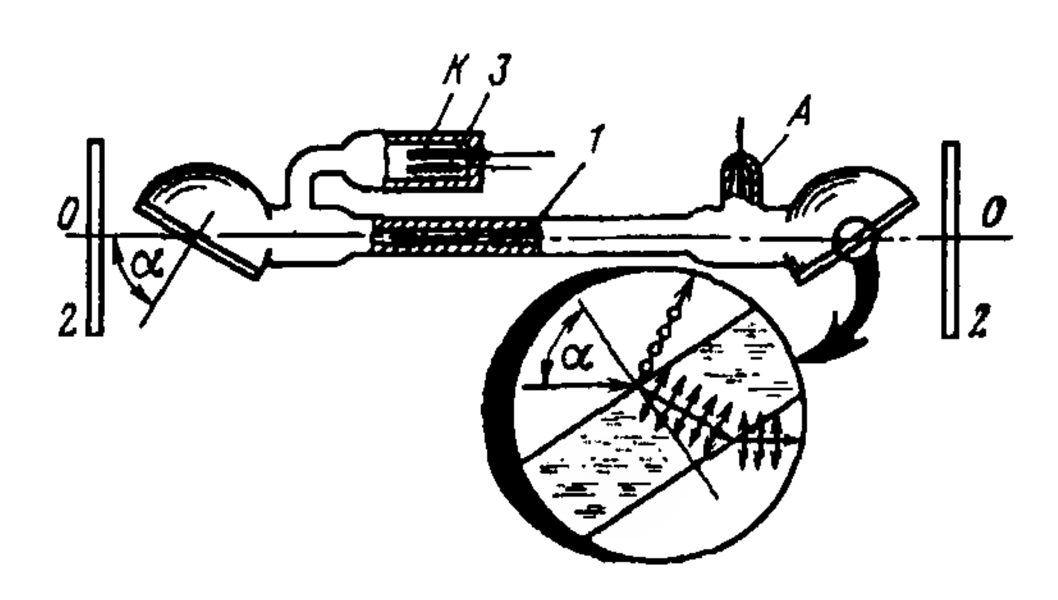


Рис. 2.13. Лазер на гелий-неоне: *А* — анод; *К* — катод; 1 — рабочий капилляр газоразрядной трубки; 2 — зеркала оптического резонатора; 3 — газопоглотитель с подогревом для поглощения примесей посторонних газов

лярной к плоскости рисунка. Заметим, что при угле падения, равном углу Брюстера, отраженный и преломленный лучи составляют друг с другом прямой угол.

Примечание. Ранее (в § 1.5) отмечалось, что оптический резонатор выделяет в пространстве направление, в котором осуществляется генерация лазерного излучения. Ориентируя выходные окна газоразрядной трубки под углом Брюстера к оси резонатора, мы тем самым выделяем также и определенную поляризацию генерируемого излучения (иначе говоря, осуществляем избирательность по поляризации фотонов излучения лазера). Предположим, что на плоскопараллельную пластинку, являющуюся выходным окном трубки, падает вдоль оси резонатора (вдоль оси трубки) неполяризованная световая волна. Эту волну можно представить как комбинацию двух поляризованных волн, одна из которых поляризована в плоскости падения, а другая — перпендикулярно. Первая волна, испытав преломление, пройдет внутрь пластинки, вторично преломится, выходя из нее, и будет по-прежнему распространяться вдоль оси резонатора. Вторая волна отразится от пластинки и сразу покинет резонатор. Таким образом, фотонные состояния с поляризацией в плоскости падения оказываются в данном случае *выделенными* (по терминологии, применявшейся в § 1.5), тогда как состояния с перпендикулярной поляризацией оказываются *невыделенными*. Ясно, что вторая световая волна (та, которая должна была бы отразиться от пластинки) не будет генерироваться в лазере: окна трубки,

срезанные под углом Брюстера, делают потери для этой волны слишком большими. Лазер будет генерировать лишь световую волну, проходящую сквозь пластинку, т. е. волну, поляризованную в плоскости, проходящей через ось резонатора и перпендикуляр к плоскости пластинки. Используя окна трубки, срезанные под углом Брюстера, мы достигаем сразу две цели. Во-первых, получаем *поляризованное* лазерное излучение. Во-вторых, *исключаем потери на отражение* от поверхностей выходных окон газоразрядной трубки.

Замечания об электронных конфигурациях и атомных термах. Прежде чем переходить к процессам, приводящим к возникновению инверсии в газоразрядных лазерах, необходимо пояснить, что́ имеют в виду, когда говорят о том или ином состоянии активного центра в газовой среде. Каждое такое состояние включает в себя *набор энергетических уровней*, соответствующих определенным *атомным термам*. Для всех термов из данного набора одинакова *электронная конфигурация*, т. е. одинаково распределение электронов атома по состояниям с определенным *главным квантовым числом* электрона n и определенным *орбитальным квантовым числом* электрона l. Необходимо различать состояние атома как целого (оно описывается атомным термом) и состояния отдельных электронов, входящих в состав электронной оболочки рассматриваемого атома. Состояние отдельного электрона характеризуют, прежде всего, двумя упомянутыми выше квантовыми числами (n и l). Электрон в состоянии с $l = 0$ принято называть s-электроном, в состоянии с $l = 1$ — p-электроном, в состоянии с $l = 2$ — d-электроном и т. д. Электронная конфигурация, записываемая, например, как $2p^5 4s$, есть совокупность пяти p-электронов с $n = 2$ и одного s-электрона с $n = 4$; остальные электроны данного атома образуют *замкнутую* электронную оболочку и во внимание не принимаются. Существенно, что данной электронной конфигурации, как правило, соответствуют *несколько* состояний атома как целого, т. е. несколько атомных термов. Так, отмечавшейся выше

конфигурации $2p^5 4s$ соответствуют четыре терма, а, например, конфигурациям $2p^5 3p$ $3p^4 4p$ десять и пятнадцать термов соответственно.

Как в твердотельных, так и в газоразрядных лазерах состояния активного центра (атома или иона) представляются *энергетическими полосами*, каждая из которых имеет свою определенную *ширину*. Однако происхождение энергетических полос в этих двух типах лазеров различно. Каждая такая полоса в *твердотельном* лазере (см. рис. 2.4 и рис. 2.6) соответствует одному или двум атомным термам. Превращение энергетических уровней, отвечающих отдельным термам, в энергетическую полосу есть следствие взаимодействия активного центра с кристаллической решеткой кристалла, в котором этот активный центр находится в качестве примеси. В *газоразрядном* лазере активная среда есть разреженный газ, поэтому здесь фактически нет взаимодействия активного центра с остальными частицами среды: в результате каждому атомному терму отвечает весьма узкий энергетический уровень. В данном случае энергетическая полоса есть результат «объединения» нескольких уровней, отвечающих атомным термам с одинаковой электронной конфигурацией.

Физический механизм возникновения инверсии в гелий-неоновом лазере. На рис. 2.14 показаны *основные переходы*, происходящие в активной среде гелий-неонового лазера. В левой половине рисунка представлены переходы в атомах гелия, а в правой — в атомах неона. Состояния атома неона представлены энергетическими полосами, которые условно обозначают как $1s$ (электронная конфигурация $2p^5 3s$), $2s$ (конфигурация $2p^5 4s$), $3s$ (конфигурация $2p^5 5s$), $2p$ (конфигурация $2p^3 5p$), $3p$ (конфигурация $2p^5 4p$). Каждая s-полоса состоит из четырех уровней (четыре терма), а каждая p-полоса — из десяти уровней. Роль *верхних рабочих* уровней играют полосы $3s$ и $2s$, а роль *нижних рабочих* уровней — полосы $3p$ и $2p$. Основные рабочие переходы: $3s \to 3p$ (3,39 мкм), $2s \to 2p$ (1,15 мкм), $3s \to 2p$ (0,63 мкм; *красная* линия).

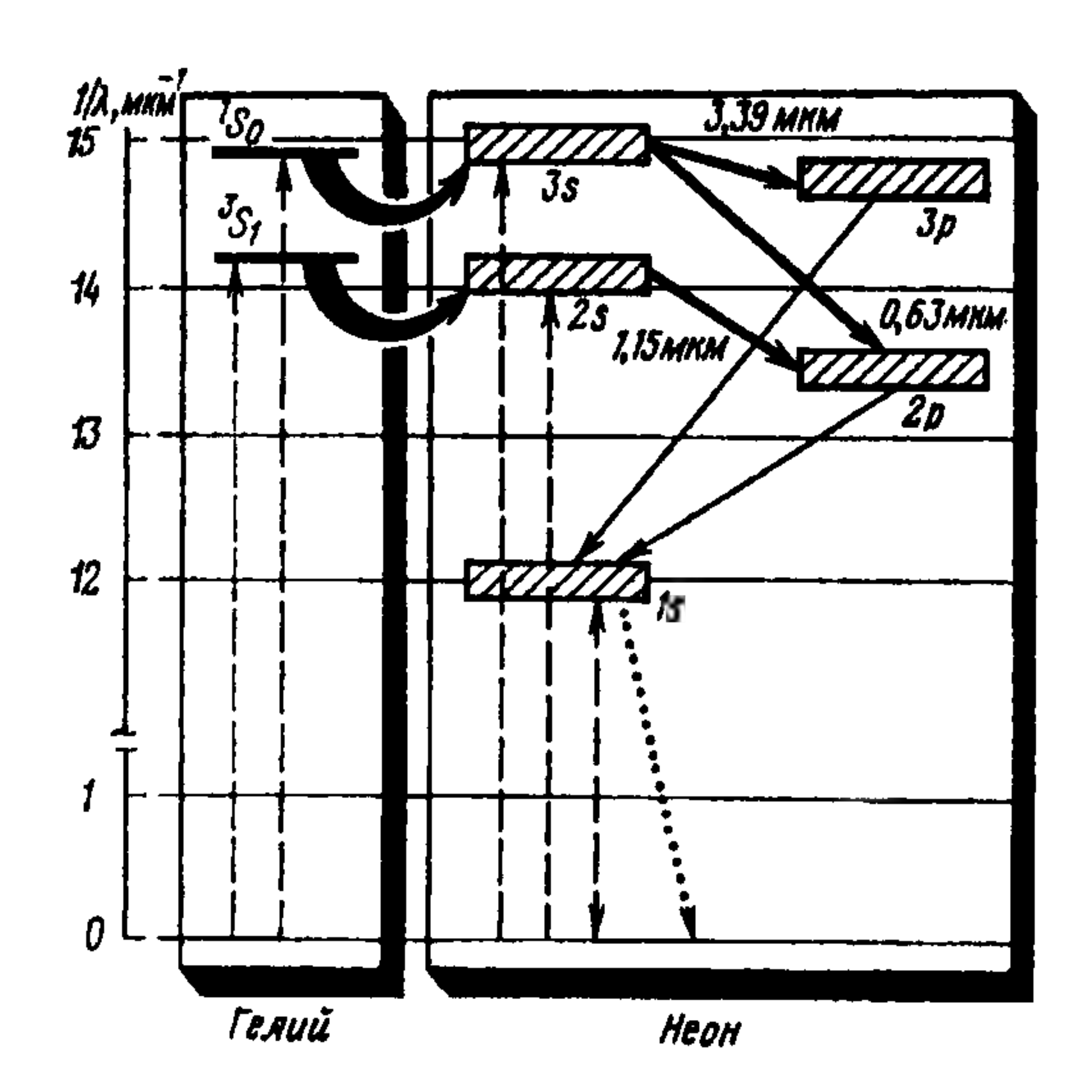


Рис. 2.14. Схема уровней и основных переходов в активной среде гелий-неонового лазера (рабочие переходы выделены толстыми прямыми стрелками)

Инверсия в гелий-неоновом лазере возникает за счет того, что скорость заселения верхних рабочих уровней значительно выше скорости заселения нижних. Образующиеся в газоразрядной плазме свободные электроны сталкиваются с атомами гелия и неона и возбуждают их, передавая им часть своей кинетической энергии. Неоптические переходы, отвечающие процессам *электронного возбуждения*, показаны на рис. 2.14 штриховыми стрелками.

Электроны возбуждают уровни $^1S_0$ и $^3S_1$ в гелии, а также различные энергетические полосы неона (соответствующие как верхним, так и нижним рабочим уровням). Возбужденные атомы гелия, сталкиваясь с невозбужденными атомами неона, резонансно передают им свою энергию возбуждения, что условно показано на рисунке полукруглыми стрелками. *Резонансная передача энергии от гелия к неону* и является тем решающим фактором, благодаря которому скорость заселения верхних рабочих уровней неона оказывается выше скорости заселения нижних рабочих уровней. Процессу резонансной передачи энергии от гелия к неону благоприятствуют три обстоятельства: близость соответствующих уровней энергии атомов гелия и неона; метастабильность возбужденных уровней атомов гелия (они относительно медленно очищаются процессами спонтанного испускания); более высокое давление гелия в газовой смеси, вследствие чего уменьшается вероятность обратной передачи энергии (от неона к гелию).

Спонтанное испускание на переходах $3s \to 1s$ и $2s \to 1s$ происходит значительно медленнее, чем на переходах $3p \to 1s$ и $2p \to 1s$, поэтому нижние рабочие уровни неона очищаются быстрее, чем верхние. Очищение уровней в $1s$-полосе является «узким местом» в гелий-неоновом лазере. Это очищение происходит за счет процессов электронного девозбуждения (передачи энергии от атомов неона к свободным электронам), а также за счет столкновений атомов неона со стенками трубки. Последние процессы (они показаны на рисунке пунктирной стрелкой) весьма существенны: недаром мощность генерации гелий-неонового лазера уменьшается с увеличением диаметра рабочего капилляра газоразрядной трубки.

Аргоновый лазер. В качестве примера ионного лазера рассмотрим лазер, генерирующий на переходах в Ar II (на переходах между уровнями однократного иона Ar^+).

Лазер схематически показан на рис. 2.15; здесь используется стационарный дуговой разряд постоянного тока. Разряд

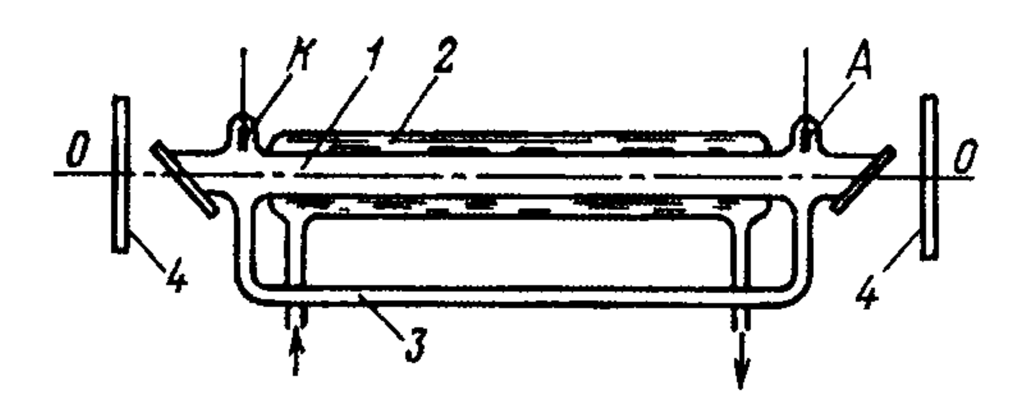


Рис. 2.15. Аргоновый лазер: *A* — анод; *K* — катод; 1 — рабочий обьем газоразрядной трубки; 2 — система водяного охлаждения; 3 — обводной канал; 4 — зеркала оптического резонатора

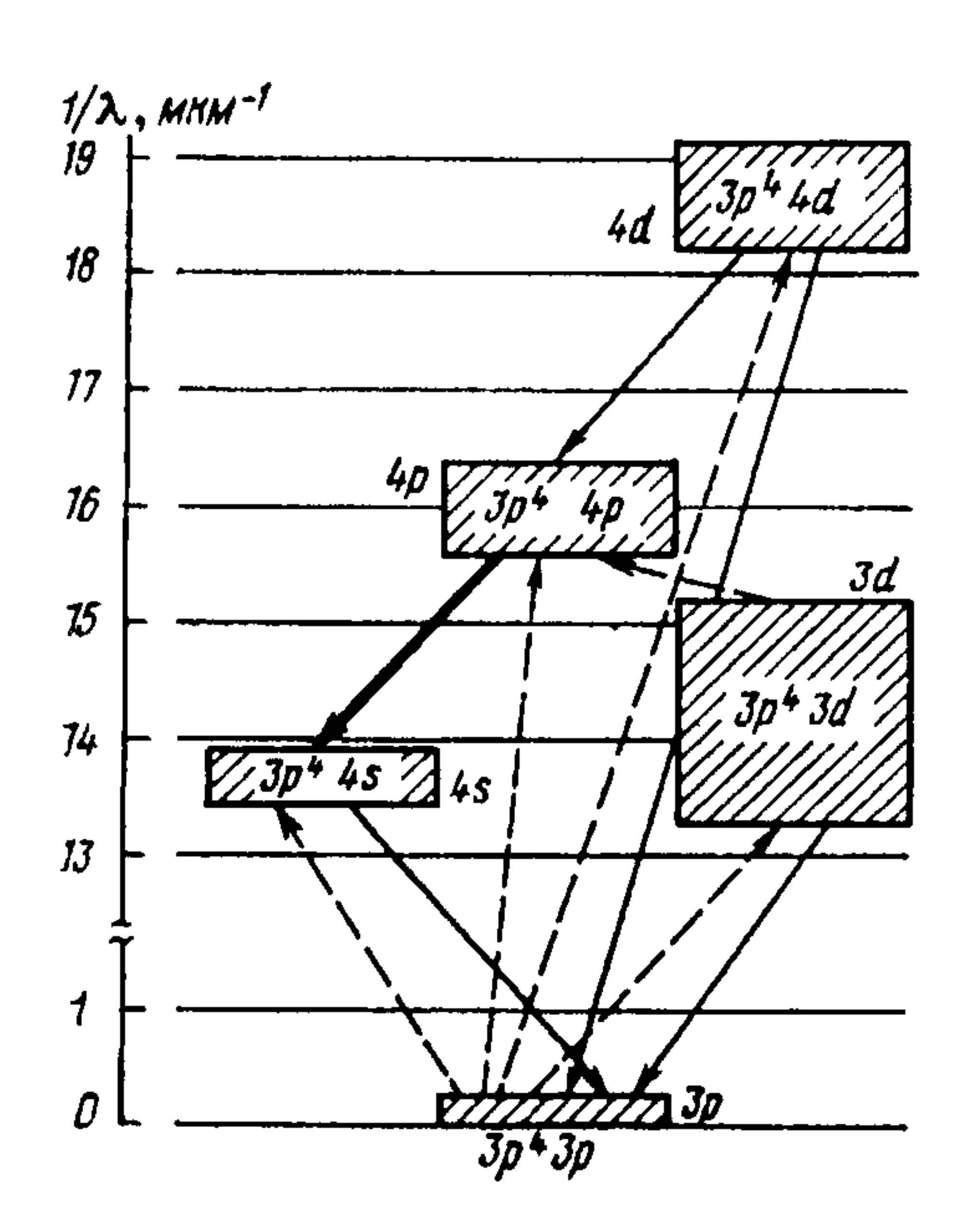


Рис. 2.16. Схема уровней иона аргона и основные переходы (рабочий переход выделен толстой прямой стрелкой)

является высокотемпературным, поэтому применяется система водяного охлаждения. Имеется обводной канал, предназначенный для выравнивания давления по длине газоразрядной трубки. В отсутствие такого канала газ скоплялся бы в анодной части трубки вскоре после включения разряда.

На рис. 2.16 показаны *основные переходы* между состояниями иона аргона (штриховые стрелки — переходы, связанные с электронным возбуждением; непрерывные стрелки — оптические переходы). На рисунке представлено пять состояний (пять энергетических полос), каждому состоянию соответствует своя электронная конфигурация. Как и при рассмотрении гелий-неонового лазера, введем сокращенные условные обозначения этих состояний. Состояние с конфигурацией $3p^4 4p$ будем называть $4p$-полосой, это есть *верхний рабочий* уровень. Состояние с конфигурацией $3p^4 4s$ назовем $4s$-полосой, это есть *нижний рабочий* уровень. Напомним, что термин «уровень» употребляется здесь условно: в действительности же каждой полосе соответствуют несколько энергетических уровней иона аргона (несколько атомных термов). Так, $4p$-полосе соответствуют 15 термов, а $4s$-полосе — 8 термов. Поэтому рабочему переходу $4p \to 4s$ отвечает целый набор спектральных линий, генерируемых лазером. Наиболее интенсивными являются *голубая* линия с $\lambda = 0{,}488$ мкм (относительная интенсивность 45 %) и *зеленая* линия с $\lambda = 0{,}515$ мкм (35 %).

На рисунке показаны также полосы: $4d$ (конфигурация $3p^4 4d$), $3d$ ($3p^4 3d$), $3p$ ($3p^4 3p$). Верхний рабочий уровень ($4p$-полоса) заселяется за счет нескольких процессов: перехода $3p \to 4p$ (*прямое* электронное возбуждение), перехода $3p \to 4d \to 4p$ (*каскадное* электронное возбуждение) и перехода $3p \to 3d \to 4p$ (*ступенчатое* электронное возбуждение). Примечательно, что скорость электронного возбуждения верхнего рабочего уровня оказывается в данном случае примерно вдвое меньше скорости электронного возбуждения нижнего рабочего уровня. Инверсия возникает за счет того, что нижний рабочий уровень значительно быстрее очищается: скорость очищения нижнего рабочего уровня в десять раз выше скорости очищения верхнего рабочего уровня. Очищение рабочих уровней происходит главным образом за счет спонтанного испускания.

Итак, в аргоновом лазере инверсия возникает не вследствие преимущественного заселения верхнего рабочего уровня (как, например, в гелий-неоновом лазере), а благодаря преимущественному очищению нижнего рабочего уровня.

2.7. Молекулярные лазеры

Молекулярный лазер на двуокиси углерода (CO_2-лазер). Газоразрядный CO_2-лазер позволяет получать высокую мощность генерации в непрерывном режиме (до 10 кВт), он характеризуется относительно высоким КПД (до 40 %). Активная среда CO_2-лазера — газовая смесь, состоящая из двуокиси углерода, молекулярного азота и различных добавок (гелий, пары

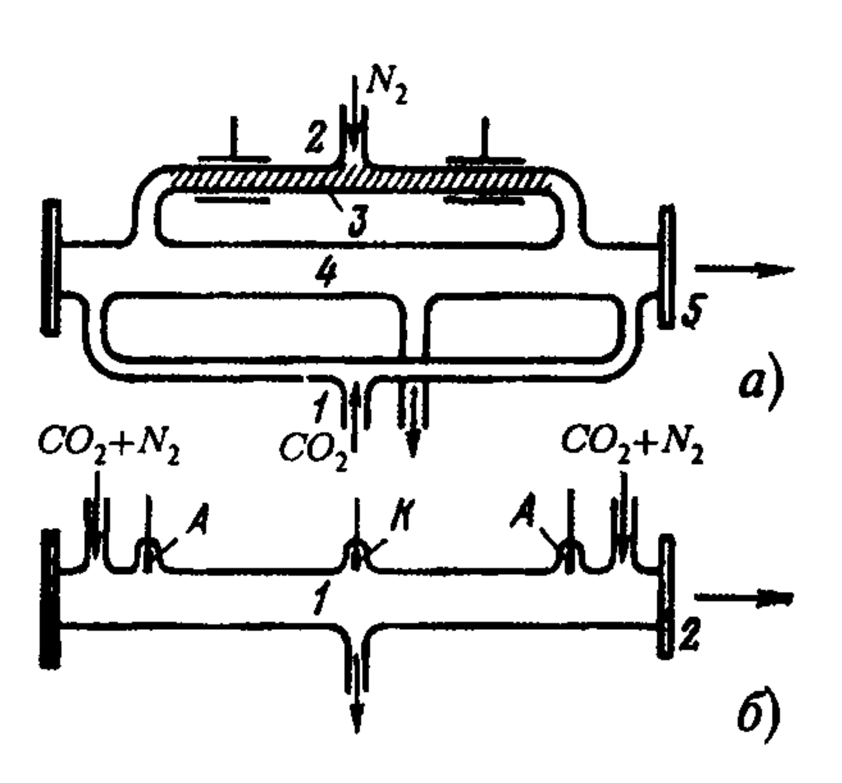


Рис. 2.17. Два варианта CO_2-лазера: *а*) с разделением областей разряда и рабочего обьема резонатора (1 — система прокачки двуокиси углерода, 2 — система прокачки азота, 3 — область высокочастотного тлеющего разряда, 4 — рабочий обьем резонатора, 5 — выходное зеркало резонатора); *б*) с совмещением областей разряда и рабочего обьема резонатора (*A* — анод, *K* — катод, 1 — рабочий обьем резонатора, 2 — выходное зеркало резонатора)

воды и др.). *Активные центры* — молекулы CO_2, излучающие на переходах между колебательными уровнями основного электронного состояния. Азот играет роль *буферного* газа, молекулы которого резонансно передают энергию возбуждения молекулам CO_2. Для возбуждения CO_2-лазеров обычно используют тлеющий разряд.

На рис. 2,17, *а* схематически показан один из первых вариантов CO_2-лазера с высокочастотным тлеющим разрядом. Лазер имеет системы прокачки двуокиси углерода и (отдельно) азота. Молекулы азота сначала попадают в область электрического разряда и возбуждаются в результате столкновений с электронами. Затем возбужденные молекулы азота попадают в рабочий объем, где смешиваются с невозбужденными молекулами CO_2. При столкновениях молекул азота и двуокиси углерода происходит резонансная передача энергии возбуждения от азота к двуокиси углерода, т. е. происходит возбуждение активных центров. Подчеркнем, что в данном варианте CO_2-лазера электроны в разряде возбуждают только молекулы азота, а затем, уже в другой области пространства, возбужденные молекулы азота передают энергию активным центрам.

В последующих вариантах CO_2-лазера применялся разряд в смеси CO_2+N_2. При этом, как правило, использовался тлеющий разряд постоянного тока. Схема такого CO_2-лазера показана на рис. 2.17 *б*. Как и предыдущая, данная схема основана на прокачке газа через рабочий объем. Прокачка позволяет избежать нежелательного изменения химического состава активной среды, происходящего, в частности, в результате реакции $2CO_2 \to 2CO+O_2$. В настоящее время широко применяют отпаянные CO_2-лазеры (без прокачки газовой смеси). Срок службы таких трубок может быть достаточно большим — до 1000 ч и более.

Типы колебаний молекулы двуокиси углерода. Молекула CO_2 характеризуется тремя типами колебаний: *симметричными*, *деформационными*, *асимметричными*. Рассматриваемая молекула является *линейной* — все ее атомы расположены вдоль общей прямой (оси молекулы). При симметричных колебаниях атомы кислорода совершают колебания вдоль оси молекулы, одновременно отклоняясь от находящегося в центре молекулы атома углерода (и одновременно приближаясь к нему) (см. рис. 2.18 *а*). При деформационных колебаниях все три атома совершают колебания перпендикулярно оси молекулы (см. рис. 2.18 *б*). При асимметричных колебаниях атомы смещаются вдоль оси молекулы: при этом атомы кислорода смещаются одновременно в одну сторону, а атом углерода — в противоположную сторону (см. рис. 2.18 *в*). Обозначим частоту симметричных, деформационных и асимметричных колебаний соответственно через ν_1, ν_2, ν_3. Отметим: $h\nu_1 = 0{,}163$ эВ, $h\nu_2 = 0{,}078$ эВ, $h\nu_3 = 0{,}276$ эВ; $\nu_1 \approx 2\nu_2$.

Обозначим колебательные состояния молекулы CO_2 набором из трех колебательных квантовых чисел: v_1, v_2, v_3. Эти

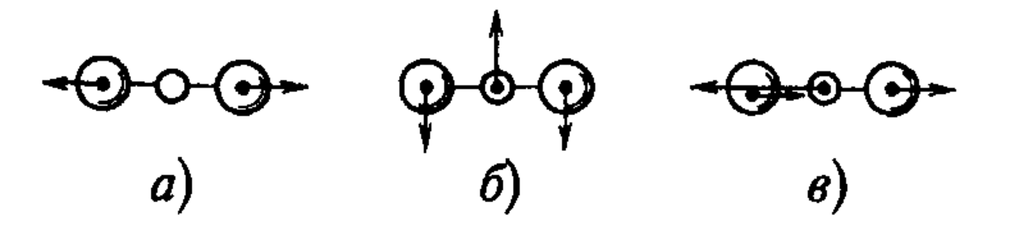


Рис. 2.18. Три типа колебаний молекулы CO_2: *а*) симметричные; *б*) деформационные; *в*) асимметричные

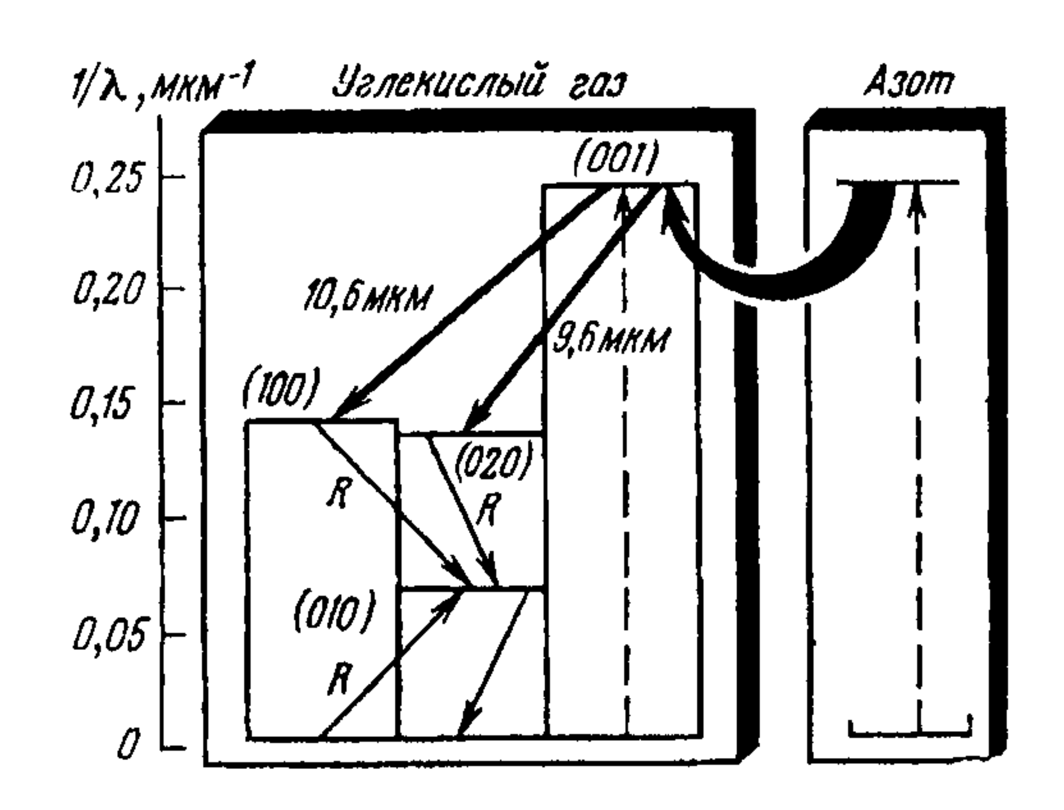


Рис. 2.19. Схема уровней и основные переходы в активной среде CO_2-лазера (рабочие переходы выделены толстыми прямыми стрелками)

числа равны кратности возбуждения соответственно симметричных, деформационных и асимметричных колебаний. Например, в колебательном состоянии (020) ($v_1 = 0$, $v_2 = 2$, $v_3 = 0$) двукратно возбуждены деформационные колебания молекулы и не возбуждены симметричные и асимметричные колебания.

Физический механизм возникновения инверсии в CO_2-лазере. На рис. 2.19 показаны уровни энергии молекулы CO_2, отвечающие трем равным типам колебаний, а также первый возбужденный колебательный уровень молекулы азота. *Верхним рабочим* уровнем является уровень (001), *нижним* — уровни (020) и (100). На переходе (001)→(100) генерируется излучение с $\lambda = 10{,}6$ мкм, а на переходе (001)→(020) — с $\lambda = 9{,}6$ мкм. Возбуждение (заселение) уровня (001) происходит за счет неупругих столкновений молекул CO_2 с электронами, образующимися в плазме разряда (электронное возбуждение), и с возбужденными молекулами азота (резонансная передача энергии). Последние возбуждаются в столкновениях с электронами.

Очищение уровней (020) и (100) происходит в основном за счет резонансной передачи энергии невозбужденным молекулам CO_2 — с накоплением молекул CO_2 в состоянии (010):

$$CO_2(020) + CO_2(000) \to 2CO_2(010),$$

$$CO_2(100) + CO_2(000) \to 2CO_2(010).$$

Соответствующие переходы обозначены на рисунке буквой R. Очищение уровня (010) — наиболее «узкое место». Для очищения этого уровня в газовую смесь вводят специальные добавки (гелий, пары́ воды). Уровень очищается в результате столкновений с молекулами добавок, которым и передается энергия возбуждения.

Заметим, что для создания инверсии важно, чтобы вероятности электронного возбуждения молекулы азота и уровня (001) молекулы CO_2 были достаточно велики, а в то же время вероятности электронного возбуждения уровней (100), (020) и (010) были бы достаточно малы. Для реализации этого условия надо специально подбирать значение отношения E/P, где E — напряженность электрического поля в области разряда, P — давление газовой смеси. Например, для случая, когда парциальные давления азота и двуокиси углерода равны, оптимальные значения отношения E/P составляют 5–10 В/(см · мм рт. ст.)

Эксимерные лазеры. Особое место среди молекулярных лазеров занимают так называемые *эксимерные лазеры*. Для возбуждения этих лазеров используется, как правило, не разряд, а пучок быстрых электронов из ускорителя. Эксимерные лазеры генерируют на переходах между *электронными состояниями* молекул, генерируемое излучение попадает в *ультрафиолетовую* область спектра. В качестве активных центров используются так называемые *разлетные молекулы* — молекулы, основное электронное состояние которых является неустойчивым. Это означает, что такие молекулы могут существовать лишь в возбужденных электронных состояниях.

Переходя из возбужденного электронного состояния в основное, они тут же диссоциируют (как говорят, происходит разлет молекулы на атомы).

Известно, что атомы инертных газов «не желают» образовывать молекулы. Для создания, например, молекул Ar_2, Kr_2, Xe_2 надо затратить энергию. Эти молекулы возникают только в возбужденных электронных состояниях — они являются разлетными молекулами.

Использование разлетных молекул в качестве активных центров весьма заманчиво. *Верхним рабочим* уровнем такой молекулы является электронно-возбужденное состояние, а *нижним* — основное электронное состояние. Очевидно, что инверсия на рабочем переходе будет наблюдаться при *любом* количестве молекул, созданных накачкой на верхнем рабочем уровне (в электронно-возбужденном состоянии). Как только молекула переходит на нижний рабочий уровень, она тут же покидает его вследствие разлета на атомы. Активная среда на разлетных молекулах — это среда с *постоянно пустующим нижним рабочим уровнем*.

Эксимерные лазеры генерируют на переходах молекул инертных газов и галогениды инертных газов (Ar_2, Kr_2, Xe_2, XeF, XeCl, KrF, ArCl и др.). В эксимерных лазерах реализованы наиболее низкие значения генерируемых длин волн. Так, в лазере на молекулах ArCl наблюдалась генерация на $\lambda = 0{,}175$ мкм, а в лазере на Ar_2 — на $\lambda = 0{,}126$ мкм.

Лекция восьмая

2.8. Газодинамические лазеры

Тепловые методы создания инверсии (тепловая накачка). Для достаточно эффективного заселения колебательных и вращательных состояний молекулы можно использовать тепловое возбуждение. Для реализации этого механизма надо нагреть газовую смесь до температур примерно 1000–2000 К. Однако простое повышение температуры газа само по себе не может обеспечить инверсии, ведь заселенность уровней убывает с увеличением энергии. Как бы ни повышалась температура газа, все равно более низкие уровни будут иметь более высокую заселенность.

Допустим, что газ нагревается до температуры T_2, а затем очень быстро охлаждается до некоторой температуры T_1. Пусть τ — время, в течение которого температура газа меняется от T_2 до T_1. В рассматриваемом газе находятся активные центры: E_1 и E_2 — энергия нижнего и верхнего рабочих уровней соответственно. Предположим теперь, что скорость очищения уровня E_2 (при охлаждении газовой смеси) существенно меньше скорости очищения уровня E_1. Обозначим через τ_2 и τ_1 характерные времена очищения этих уровней. Положим, что $\tau_1 < \tau \ll \tau_2$. В этом случае заселенность уровня E_1 будет при охлаждении газа *следовать за изменением температуры*, тогда как заселенность уровня E_2 *останется при быстрой изменении температуры практически прежней* (соответствующей высокой температуре). В результате может возникнуть инверсия на переходе между уровнями E_2 и E_1.

Для быстрого охлаждения удобнее всего использовать процесс *адиабатического расширения* газа при выходе его из узкой щели или сопла. Именно этот вариант тепловой накачки и лежит в основе действия *газодинамических лазеров*. Отметим также возможность создания инверсии при быстром нагревании газа при условии, что скорость теплового возбуждения верхнего рабочего уровня активного центра больше скорости теплового возбуждения нижнего рабочего уровня. Достаточно быстрый нагрев газовой смеси можно осуществлять, используя волны.

Газодинамический CO_2-лазер. Активной средой такого лазера является смесь $CO_2 + N_2 + H_2O$. Характерные пропорции компонентов смеси (по объему): CO_2 — 8 %, N_2 — 90 %, H_2O — 2 %. Активными центрами служат молекулы CO_2.

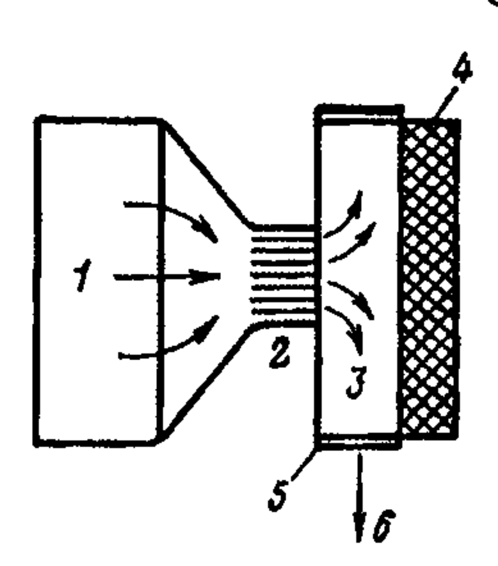


Рис. 2.20. Схема газодинамического лазера: 1 — форкамера; 2 — сопло; 3 — рабочий обьем резонатора; 4 — диффузор; 5 — выходное зеркало резонатора; 6 — излучение лазера

Упрощенная схема газодинамического лазера показана на рис. 2.20. В форкамере активная газовая смесь приготовляется в исходном состоянии (температура T_2 = 1500 К, давление P_2 = 20–30 атм). Газовая смесь проходит через сопловый блок (ширина отдельной выходной щели в блоке составляет всего 1 мм) и расширяется в рабочем объеме. При этом температура и давление падают до значений T_1 = 250–300 К, P_1 = 0,05–0,1 атм; скорость газового потока на выходе из соплового блока — 1200–1500 м/с. В рабочем объеме происходит высвечивание молекул CO_2. Диффузор предназначен для торможения потока газа и согласования его давления с давлением наружного воздуха.

Существующие газодинамические CO_2-лазеры дают рекордную мощность излучения в непрерывном режиме генерации — до 100 кВт. Правда, КПД газодинамических лазеров невысок — он не превышает 1 %. Последнее объясняется рядом причин. Прежде всего, бесполезно пропадает энергия поступательного движения потока газа, приходящего в диффузор. Кроме того, с потоком газа из резонатора (из рабочего объема) удаляется некоторое количество возбужденных молекул N_2, не успевших передать энергию возбуждения молекулам CO_2, а также некоторое количество возбужденных молекул CO_2, не успевших высветиться.

Физический механизм возникновения инверсии в газодинамическом CO_2-лазере. Как и в других типах CO_2-лазеров, инверсия создается на переходах (001)–(100) и (001)–(020) молекулы CO_2. В заселении верхнего рабочего уровня (001) важную роль играют процессы резонансной передачи энергии возбуждения от N_2. Вводимые в смесь молекулы H_2O способствуют ускорению очищения уровня (010).

Специфика тепловой накачки проявляется в том, что теперь колебательные уровни молекул N_2 и CO_2 заселяются за счет *теплового*, а не *электронного* возбуждения. Существенно, что возбужденный колебательный уровень молекулы N_2, а также уровень (001) молекулы CO_2 очищаются *значительно медленнее*, нежели уровни (100), (020), (010). Предположим, что смесь $CO_2 + N_2$, нагретая до 1500 К, быстро расширяется, проходя через сопло. При этом резко возрастает кинетическая энергия молекул (напомним, что из сопла выходит поток газа со сверхзвуковой скоростью около 1500 м/с). Энергия *поступательного* движения молекул черпается за счет энергии *колебательного* движения, это означает, что при выходе из сопла происходит быстрое очищение колебательных уровней. Существенно, что быстро очищаются не все уровни, а именно те, для которых характерна более высокая скорость очищения, т. е. нижние рабочие уровни молекулы CO_2. Что же касается уровня (001) молекулы CO_2 и колебательного уровня молекулы N_2, то при очень быстром расширении газа они попросту не успевают сколь-либо заметно очиститься. В рабочем же объеме, т. е. в достаточно разреженной газовой среде,

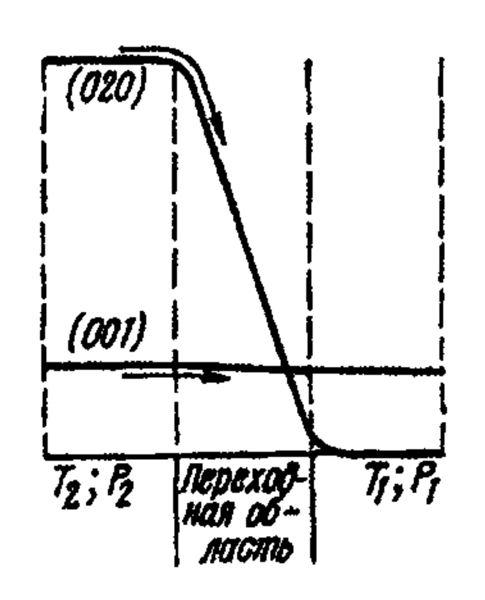


Рис. 2.21. Характер изменения заселенностей верхнего и нижнего рабочих уровней молекулы CO_2 по мере перехода газовой смеси из форкамеры в объем резонатора

эти уровни практически вообще не очищаются (как говорят, наблюдается «замораживание» колебательного состояния молекул азота и состояния (001) молекул CO_2).

На рис. 2.21 показан характер изменения заселенностей уровней (001) и (020) молекулы CO_2 по мере перехода газовой смеси из форкамеры (параметры смеси: T_2, P_2) в рабочий объем (параметры смеси: T_1, P_1). В переходной области (области сопла) происходит практически полное очищение уровня (020) и всего лишь незначительное уменьшение заселенности уровня (001). В результате возникает инверсия заселенностей уровней (001) и (020).

Итак, молекулы CO_2 поступают в рабочий объем, имея практически незаселенные нижние рабочии уровни (точнее, заселенность этих уровней соответствует температуре T_1). Что же касается верхнего рабочего уровня, то он оказывается заселенным, как если бы газ продолжал находиться при температуре T_2. При этом весьма важно, что оказывается «замороженной» также заселенность колебательного уровня молекул N_2. Возбужденные молекулы N_2 будут резонансно передавать энергию возбуждения молекулам CO_2 и тем самым поддерживать относительно высокую заселенность уровня (001). Напомним, что в газодинамическом лазере азот в количественном отношении является основным компонентом смеси (около 90 %). Поэтому можно считать, что энергия когерентного оптического излучения черпается, в основном, за счет колебательной энергии молекул азота.

Итак, энергия, запасенная в колебательных степенях свободы молекул, находящихся в форкамере, расходуется при переходе газовой смеси через сопло в рабочий объем следующим

образом. Та часть энергии, которая была запасена в *симметричных* и *деформационных* колебаниях молекул CO_2, превращается в энергию поступательного движения потока, выходящего из сопла. Энергия, запасенная в *асимметричных* колебаниях молекул CO_2, а главное, в *колебаниях молекул азота*, превращается, за вычетом потерь в резонаторе, в энергию когерентного оптического излучения.

2.9. Химические лазеры

Химические соединения — богатые накопители энергии. Эта энергия может частично высвобождаться при перестройке химических связей в экзоэнергетических химических реакциях. Весьма заманчиво преобразовать указанную энергию в энергию когерентного оптического излучения. *Химические лазеры* как раз и являются устройствами, в которых осуществляется такое преобразование энергии. В существующих химических лазерах реализуется генерация на *колебательных* (точнее, колебательно-вращательных) переходах молекул. Нижняя граница диапазона длин волн генерации этих лазеров составляет примерно 2 мкм. Исследуются возможности создания химических лазеров видимого диапазона (лазеров, генерирующих на переходах между электронными состояниями молекул).

Химические реакции; инициирование и ускорение реакций. В химических лазерах чаще всего используются *реакции замещения*, в результате которых образуются двухатомные молекулы в возбужденных колебательных состояниях. Назовем эти молекулы *лазерно-активными центрами*. Они либо высвечиваются сами, либо обеспечивают высвечивание других молекул, которым передают энергию возбуждения. В первом случае говорят о *прямом* образовании инверсии, а во втором — о *непрямом* образовании инверсии. Примеры используемых в лазерах реакций замещения:

$$F + H_2 \to HF^* + H; \qquad F + D_2 \to DF^* + D;$$
$$H + Cl_2 \to HCl^* + Cl; \quad Cl + HJ \to HCl^* + J$$

(звездочка указывает на то, что молекула образуется в возбужденном состоянии).

Для инициирования этих реакций необходимо затратить определенную энергию на получение *химически активных реагентов* (F, H, Cl). Кроме того, надо позаботиться об ускорении химических процессов, поскольку химический лазер может работать лишь на *быстропротекающих* реакциях, которые обеспечивают достаточно быстрое заселение верхнего рабочего уровня высвечивающихся молекул. Скорость химической реакции пропорциональна концентрациям реагентов, вступающих в реакцию, поэтому для ускорения реакции требуется создать достаточно большое число химически активных реагентов.

Применяют разные способы инициирования и ускорения химических реакций (иначе говоря, разные способы получения химически активных реагентов). Реагенты в атомарном состоянии получаются при *диссоциации молекул*. Наиболее часто используют *фотодиссоциацию, диссоциацию электронным пучком или импульсом в электрическом разряде, тепловое инициирование.*

Источником оптического излучения при фотоинициировании могут служить кварцевые импульсные лампы. Если требуется более коротковолновая накачка (с длиной волны меньше 0,2 мкм), то используются различные типы открытых разрядов (например, искровой). Один из наиболее простых способов инициирования химических реакций — самостоятельный электрический разряд в газе. Однако этот способ применим только для относительно низких давлений и малых рабочих объемов. Поэтому более интересен способ, основанный на использовании электронного пучка. Пучок электронов позволяет инициировать реакцию за рекордно короткое время — 10^{-7}–10^{-8} с (при самостоятельном разряде длительность инициирующего импульса не менее 10^{-6} с). Тепловое инициирование реакций связано с тепловой диссоциацией молекул; этот способ удобно применять в лазерах газодинамического типа.

Химически активные реагенты могут создаваться также за счет определенных химических реакций. В качестве примера укажем реакцию $NO + F_2 \to NOF + F$. Окись азота, существующая при обычных температурах в виде устойчивого радикала NO, вступая в реакцию с молекулярным фтором, обеспечивает образование химически активного атомарного фтора.

Цепной характер химических реакций. Реакции, используемые в химических лазерах, имеют *цепной характер*: химически активный центр (атом или радикал) *воспроизводится* в ходе реакции. Предположим, что в смесь, содержащую молекулы H_2 и F_2, введены химически активные центры, например атомы F. Можно ожидать, что в такой смеси будет развиваться цепной процесс:

$$F + H_2 \to HF^* + H,$$
$$H + F_2 \to HF^* + F,$$
$$F + H_2 \to HF^* + H,$$
$$\cdots\cdots\cdots$$

При создании определенного количества химически активных центров этот цепной процесс может стать достаточно быстрым, поэтому будет обеспечено условие возникновения генерации на переходах в молекулах HF^*. Поскольку количество химически активных центров сохраняется (воспроизводится) в цепном процессе, появляется возможность за счет многократного использования некоторого числа воспроизводимых химически активных центров вовлечь в реакцию огромное число молекул H_2 и F_2 и создать тем самым много лазерно-активных центров HF^*. В этом случае можно превратить в когерентное оптическое излучение настолько большое количество химической энергии, содержащейся во фтор-водородной смеси, что оно перекроет затраты на создание химически активных центров.

На практике необходимо, однако, учитывать, что реальный цепной процесс *не бесконечен*. Во-первых, происходит уменьшение числа химически активных центров ($H + H \to H_2$; $F + F \to F_2$), поэтому надо не только инициировать, но и *под-*

держивать химическую реакцию, создавая все время новые химически активные центры взамен вышедших из игры. Во-вторых, происходит уменьшение числа лазерно-активных центров за счет процессов, приводящих к очищению верхнего рабочего уровня.

Для удлинения лазерно-химических цепей целесообразно использовать не простые, а *разветвленные* цепные реакции, т. е. реакции, в которых происходит не простое, а *расширенное* воспроизводство (*размножение*) химически активных центров. Так, при определенных давлениях и температурах во фтор-водородной смеси могут протекать реакции

$$F_2 + HF \to HF + F + F,$$

обеспечивающие *ветвление* цепей.

Химический лазер на фтор-водородной смеси. Рассмотрим лазер на смеси $D_2 + F_2 \to CO_2$ (тяжелый водород, фтор, углекислый газ) (рис. 2.22). В камеру, где происходят химические реакции, поступает по одному каналу смесь гелия и молекулярного фтора, а по другому каналу — смесь окиси азота и углекислого газа. Благодаря реакции $NO + F_2 \to NOF + F$ в камере образуется атомарный фтор. При введении в камеру тяжелого водорода возникает цепной процесс ($F + D_2 \to DF^* + D$; $D + F_2 \to DF^* + F$). Возбужденные молекулы DF^* передают энергию возбуждения молекулам CO_2, последние выносятся потоком в оптический резонатор, где и высвечиваются. Гелий вводится для предотвращения перегрева и самовоспламенения смеси фтора с водородом, а также для очищения нижних рабочих уровней в молекулах CO_2.

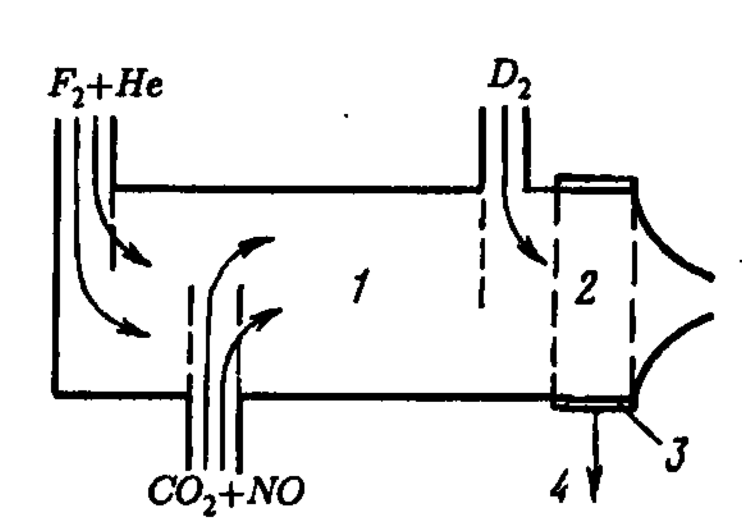


Рис. 2.22. Схема химического лазера на фтор-водородной смеси: 1 — камера, в которой происходят химические реакции; 2 — обьем резонатора; 3 — выходное зеркало резонатора; 4 — излучение лазера

2.10. Плазменные лазеры

Рекомбинирующая плазма как активная среда лазера. При столкновениях свободных электронов плазмы разряда с положительно заряженными ионами могут происходить процессы *рекомбинации*, в результате которых электроны захватываются ионами. При этом выделяется энергия, равная энергии связи электрона в атоме, образовавшемся при захвате ионом электрона. Указанная энергия может приводить к накоплению атомов (ионов) в *возбужденных* состояниях. Это означает, что плазма, в которой достаточно эффективно идут процессы рекомбинации, может использоваться в качестве инвертированной активной среды лазера. Соответствующие лазеры называют *плазменными*.

Плазма таких лазеров существенно отличается от плазмы газоразрядных лазеров. В связи с этим говорят о плазме в *рекомбинационном режиме* (рекомбинирующей плазме) и плазме в *ионизационном режиме*. При рассмотрении свойств плазмы вводят наряду с температурой разряда T, определяемой через среднюю кинетическую энергию тяжелых частиц (ионов, атомов, молекул), также электронную температуру T_e, определяемую средней кинетической энергией свободных электронов плазмы. В ионизационном режиме выполняется неравенство $T_e \gg T$ (в тлеющем разряде $T_e/T \approx 100$, в дуговом разряде $T_e/T \approx 10$) — свободные электроны в такой плазме движутся значительно быстрее ионов. В этих условиях процессы рекомбинации при столкновениях электронов и ионов оказываются маловероятными. Для рекомбинации важно, чтобы свободные электроны двигались помедленнее: должно выполняться неравенство $T_e < T$. Кроме того, вероятность рекомбинации будет, очевидно, тем выше, чем больше концентрация свободных электронов, т. е. чем больше степень ионизации плазмы. Если в тлеющем разряде концентрация свободных электронов достигает 10^{11} см$^{-3}$, а в дуговом — 10^{13} см$^{-3}$, то в рекомбинирующей плазме эта концентрация должна быть 10^{15}–10^{16} см$^{-3}$.

Итак, плазма в рекомбинационном режиме — это *плотная, высокоионизованная* плазма, электроны которой «*переохлаждены*» (в связи с этим используют термин «холодная плазма»). Соответственно плазма в ионизационном режиме есть *разреженная, относительно слабо ионизованная* плазма, электроны которой «*перегреты*» («горячая плазма»).

Как активная среда лазера рекомбинирующая плазма очень привлекательна. В отличие от остальных сред она не изменяет своего агрегатного состояния при сколь угодно высокой плотности вводимой в нее энергии. Это свойство открывает принципиальную возможность для создания особо мощных лазеров. Кроме того, в рекомбинирующей плазме можно реализовать рабочие переходы, попадающие в ультрафиолетовый и даже рентгеновский диапазоны.

Сопоставление плазменного и газоразрядного лазеров. Принципиальное отличие плазменного лазера от газоразрядного определяется различием свойств плазмы в рекомбинационном и ионизационном режимах. В процессе работы газоразрядного лазера степень ионизации плазмы *возрастает*; в плазменном же лазере — *падает*. В этом смысле газоразрядный лазер работает на переходе среды *от газа к плазме*, тогда как плазменный лазер работает на переходе *от плазмы к газу*.

Предположим, что используется импульсная накачка. В импульсном газоразрядном лазере генерация начинается по достижении достаточно высокой интенсивности импульса тока в разряде — на фронте импульса. В импульсном плазменном лазере генерация начинается уже после окончания импульса тока — после того как возникнет достаточно высокая степень ионизации плазмы и произойдет «охлаждение» свободных электронов. Иными словами, плазменный лазер генерирует в *послесвечении разряда*.

Импульсный плазменный лазер. Для ионизации активной среды в этих лазерах применяют быстро спадающие импульсы электрического разряда со следующими характерными

параметрами: напряжение до 20 кВ, сила тока до 300 А, длительность импульса — 0,1–1 мкс. Импульс генерации развивается, как уже отмечалось, в послесвечении разряда. В качестве активной среды используется смесь из легко ионизируемого лазерно-активного компонента и трудно ионизируемого вспомогательного (буферного) компонента. Последний нужен, главным образом, для быстрого охлаждения свободных электронов в плазме.

Импульсные плазменные лазеры созданы, в частности, на ионизированных парах щелочно-земельных металлов Mg, Ca, Sr, Ba. В качестве примера отметим плазменный лазер на *стронций-гелии*, генерирующий на переходах между уровнями однократных ионов стронция (Sr^+). Гелий играет роль буферного газа. Импульс возбуждения создает плазму с высокой концентрацией двукратных ионов стронция (Sr^{2+}). Процессы рекомбинации приводят к образованию возбужденных однократных ионов Sr^+, играющих роль активных центров. Генерация реализуется на нескольких переходах этих ионов. Основными являются линии 0,416 мкм и 0,431 мкм (*фиолетовые* линии).

Лекция девятая

2.11. Полупроводниковые лазеры

Состояния электронов в беспримесном полупроводнике. Энергия электрона в атоме (ионе, молекуле) принимает дискретные значения, которым соответствуют энергетические уровни. Когда атомы образуют кристаллическую решетку, электроны внешних электронных оболочек *обобществляются кристаллом*; энергия этих электронов изменяется непрерывно в пределах некоторого интервала значений, или, иначе говоря, в пределах некоторой *энергетической зоны*. Каждой энергетической зоне соответствует конечное (хотя и очень большое — 10^{23}–10^{24}) число электронных состояний. Напомним, что электроны относятся к фермионам; следовательно, в одном электронном состоянии может находиться не более одного электрона. Поэтому можно говорить о *полном* или *частичном заполнении* зоны электронами. Это заполнение происходит в направлении снизу вверх по шкале энергий, как если бы зона представляла собой набор примыкающих друг к другу уровней, последовательно занимаемых электронами (начиная от наиболее низко расположенных и кончая наиболее высоко расположенными).

В *металлах* энергетическая зона заполнена электронами примерно наполовину. В *диэлектриках* зона заполнена электронами полностью. При этом следующая энергетическая зона, расположенная выше по шкале энергий, вообще не содержит электронов. Если расстояние от верхнего края первой из упомянутых зон до нижнего края второй не слишком велико (около 2–3 эВ или меньше), то в этом случае возможны квантовые переходы электронов из нижней зоны в верхнюю за счет энергии теплового движения частиц. В результате в верхней зоне появляется сравнительно небольшое количество электронов; в то же время в нижней зоне до ее полного заполнения не хватает соответствующего числа электронов. Такая ситуация отвечает *беспримесному полупроводнику*.

Все интересные явления, наблюдаемые в беспримесных полупроводниках, связаны с квантовыми переходами электронов между нижней и верхней энергетическими зонами. Нижнюю, зону называют *валентной зоной*, а верхнюю — *зоной проводимости*. Между этими зонами находится полоса запрещенных значений энергии, именуемая *запрещенной зоной*. Отсутствие электрона в валентной зоне удобно представлять как наличие в ней положительно заряженной частицы, которую называют *дыркой*. В беспримесном полупроводнике числа электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, очевидно, точно равны. Квантовый переход электрона через запрещенную зону *снизу вверх* можно рассматривать как *генерацию электронно-дырочной пáры* — появление электрона в зоне проводимости и одновременное появление дырки в валентной зоне. Появившийся в зоне проводимости электрон проявляет тенденцию опуститься к нижнему краю зоны; дырка проявляет тенденцию подняться к верхнему краю валентной зоны. Наряду с переходами через запрещенную зону снизу вверх возможны также обратные переходы — *сверху вниз*. Электрон может совершить квантовый переход из зоны проводимости в валентную зону — этот процесс можно, очевидно, рассматривать как *рекомбинацию электрона и дырки*.

Оптические переходы в полупроводнике. Будем облучать полупроводник светом такой частоты, энергия фотонов которого равняется ширине запрещенной зоны (или немного превышает эту ширину). Такой фотон может быть поглощен электроном, находящимся в валентной зоне вблизи ее верхнего края, в результате электрон совершит квантовый переход в зону

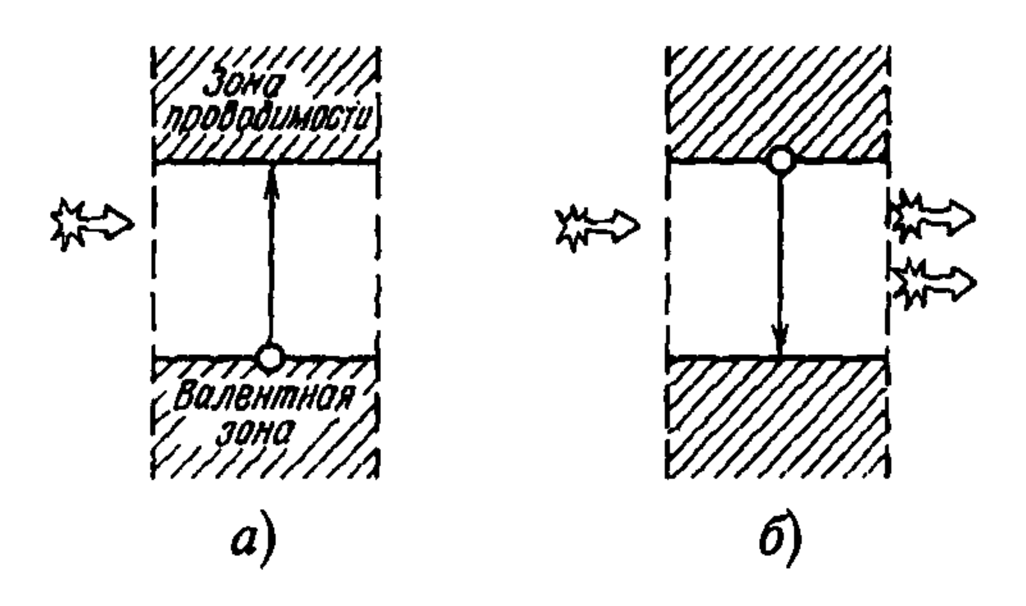


Рис. 2.23. Переходы в беспримесном полупроводнике, инициированные излучением: *а*) поглощение света; *б*) вынужденное испускание света

проводимости (см. рис. 2.23 *а*). Практический с такой же вероятностью фотон может инициировать встречный процесс — переход в валентную зону электрона, находящегося в зоне проводимости вблизи ее нижнего края; в результате родится еще один (вторичный) фотон, причем в том же состоянии, в каком находится первичный фотон (рис. 2.23 *б*). В первом случае речь идет о *поглощении света* в полупроводнике, а во втором — о *вынужденном испускании света*. Возможно также самопроизвольное возвращение электрона из зоны проводимости в валентную зону (спонтанное испускание света).

Вследствие теплового возбуждения из валентной зоны в зону проводимости переходит относительно небольшое число электронов: концентрация электронов в зоне проводимости даже у ее нижнего края существенно меньше концентрации электронов в валентной зоне. В этом случае процессы поглощения света будут в значительной степени преобладать над процессами вынужденного испускания. Такой полупроводник поглощает проходящее через него излучение.

Для того чтобы полупроводник мог усиливать излучение, надо создать *инверсию* — сделать так, чтобы концентрация электронов вблизи нижнего края зоны проводимости была больше концентрации электронов вблизи верхнего края валентной зоны. В этом случае

процессы вынужденного испускания света будут преобладать над процессами поглощения.

Инвертированный полупроводник характеризуется *достаточно высокой концентрацией электронов* у нижнего края зоны проводимости и, соответственно, *высокой концентрацией дырок* у верхнего края валентной зоны. Такие полупроводники называют *вырожденными*. Могут быть полупроводники, вырожденные только по электронам проводимости или только по дыркам. В беспримесных полупроводниках возможно, очевидно, лишь одновременное вырождение — и по электронам проводимости, и по дыркам.

Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком. Инверсию в беспримесном полупроводнике можно создать различными способами. Например, используют *оптическую накачку*, облучая полупроводник светом такой частоты, чтобы энергия фотонов была больше ширины запрещенной зоны. Более широко применяется, однако, не оптическая накачка, а *накачка электронным пучком*. Быстрые электроны (с энергией около 50–100 кэВ), пролетая через полупроводник, инициируют переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости. Используются полупроводники — арсенид галлия (GaAs), сульфид кадмия (CdS), селенид кадмия (CdSe) и др.

Больше половины своей энергии электроны, бомбардирующие полупроводниковый кристалл, тратят на его нагревание. Поэтому используются обычно достаточно короткие импульсы электронов и, кроме того, применяется принудительное охлаждение кристалла. Вопрос об *охлаждении* полупроводниковых активных сред — весьма принципиальный. Дело в том, что с повышением температуры электроны в зоне проводимости начинают заселять все более и более высокие уровни, в результате чего концентрация электронов у нижнего края зоны проводимости уменьшается. В то же время увеличивается концентрация электронов у верхнего края валентной зоны. Таким образом, уменьшается степень инверсной заселенности состо-

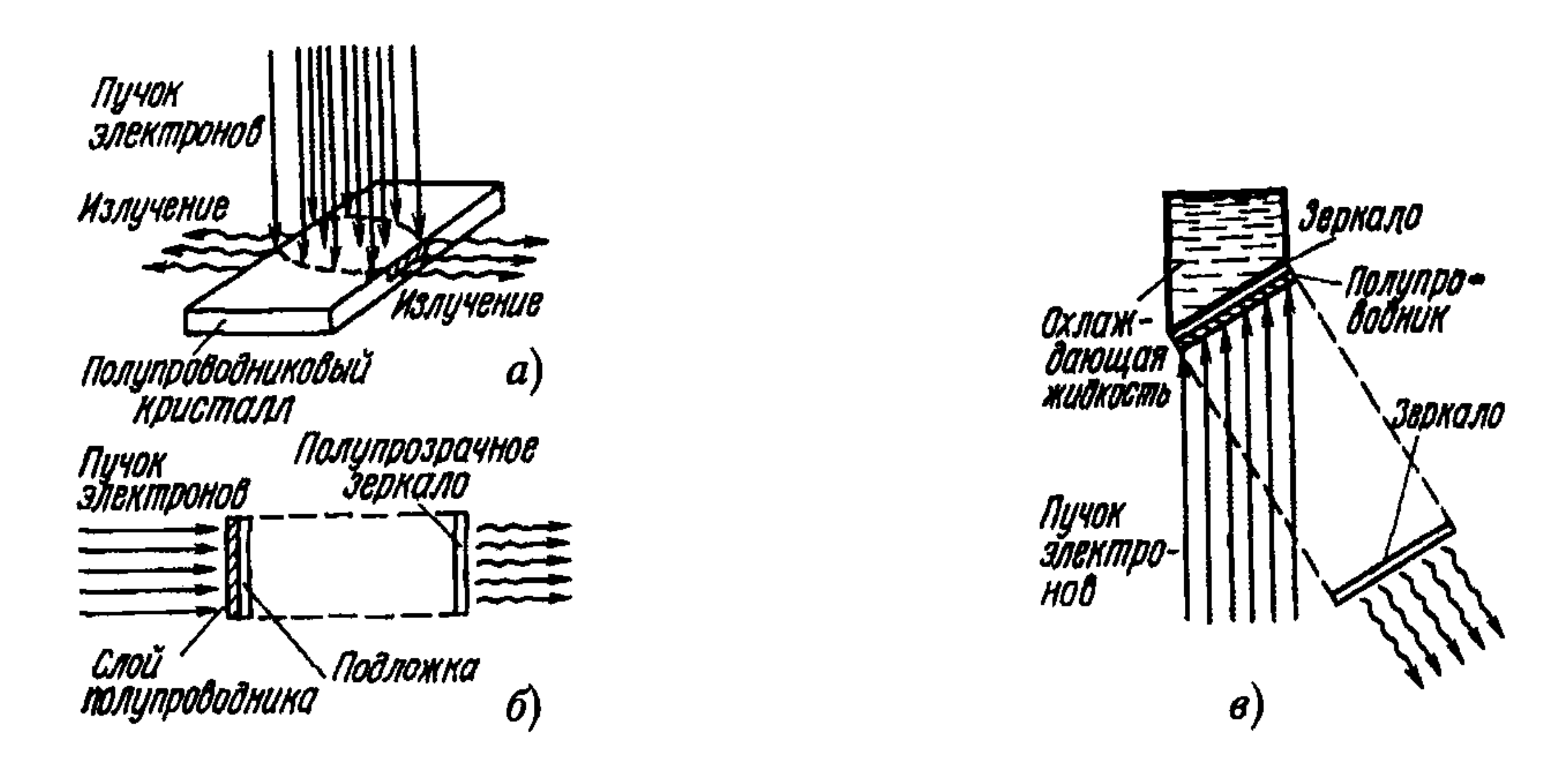


Рис. 2.24. Схемы полупроводниковых лазеров, возбуждаемых электронным пучком: *а*) с поперечной накачкой; *б*) с продольной накачкой (1-й вариант); *в*) с продольной накачкой (2-й вариант)

яний, что приводит к уменьшению коэффициента усиления и, как следствие, к повышению порога генерации. Многие полупроводниковые материалы генерируют лазерное излучение лишь при достаточно низких температурах. Так, арсенид галлия требуется обычно охлаждать до 80 К. Сульфид кадмия и селенид кадмия охлаждают в отдельных случаях до температуры жидкого гелия (до 4,2 К).

Различают два типа полупроводниковых лазеров, накачиваемых электронным пучком — лазеры *с поперечной накачкой* и *с продольной накачкой*. В лазерах первого типа электронный пучок и генерируемое излучение распространяются во взаимно перпендикулярных направлениях. Пучок электронов падает нормально на одну из граней полупроводникового кристалла, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда; две других противоположных грани этого параллелепипеда отполированы и представляют собой зеркала оптического резонатора (рис. 2.24 *а*).

В лазерах с продольной накачкой (называемых также *лазерами с излучающим зеркалом*) в качестве зеркал резонатора используются не грани полупроводникового кристалла,

а внешние зеркала. Активная среда в таких лазерах представляет собой тонкий слой полупроводника, нанесенный на прозрачную подложку с хорошей теплопроводностью (например, на пластинку из сапфира). На рис. 2.24 *б* показана схема лазера с продольной накачкой, где направление электронного пучка совпадает с осью резонатора (и, следовательно, с направлением генерируемого излучения). В схеме на рис. 2,24, *в* электронный пучок падает на принудительно охлаждаемый полупроводниковый слой под некоторым углом к оси резонатора, Применение схем с продольной накачкой позволяет улучшить отвод тепла от полупроводника и увеличить его рабочий объем.

Лазер на сульфиде кадмия (CdS) генерирует излучение с $\lambda = 0{,}49$ мкм; КПД лазера равен 25 %. При охлаждении полупроводника до 4,2 К пороговая плотность тока составляет 0,03 А/см^2, а при охлаждении до 80 К — 0,4 А/см^2. Энергия электронов пучка — 60 кэВ.

Вырожденные n-полупроводники и p-полупроводники. До сих пор рассматривались чистые (беспримесные) полупроводники. Внесение в полупроводниковый кристалл тех или иных *примесей* существенно изменяет его свойства. Примеси бывают разные. Атомы одних примесей легко отдают в зону проводимости кристалла по одному из своих электронов (*донорные* примеси); атомы других примесей, напротив, захватывают по одному из электронов, которые были обобществлены кристаллом и находились в валентной зоне (*акцепторные* примеси).

В энергетической схеме примесным атомам соответствует энергетический уровень (так называемый *примесный уровень*), располагающийся внутри запрещенной зоны. На рис. 2.25 *а* представлена схема для полупроводника с донорной примесью. Примесный уровень находится в запрещенной зоне на расстоянии ΔE от нижнего края зоны проводимости. Расстояние ΔE имеет порядок 0,01 эВ, т. е. примерно в 100 раз меньше ширины E_0 запрещенной зоны. Малость ΔE означает, что один из электронов примесного атома весьма слабо связан с атомом

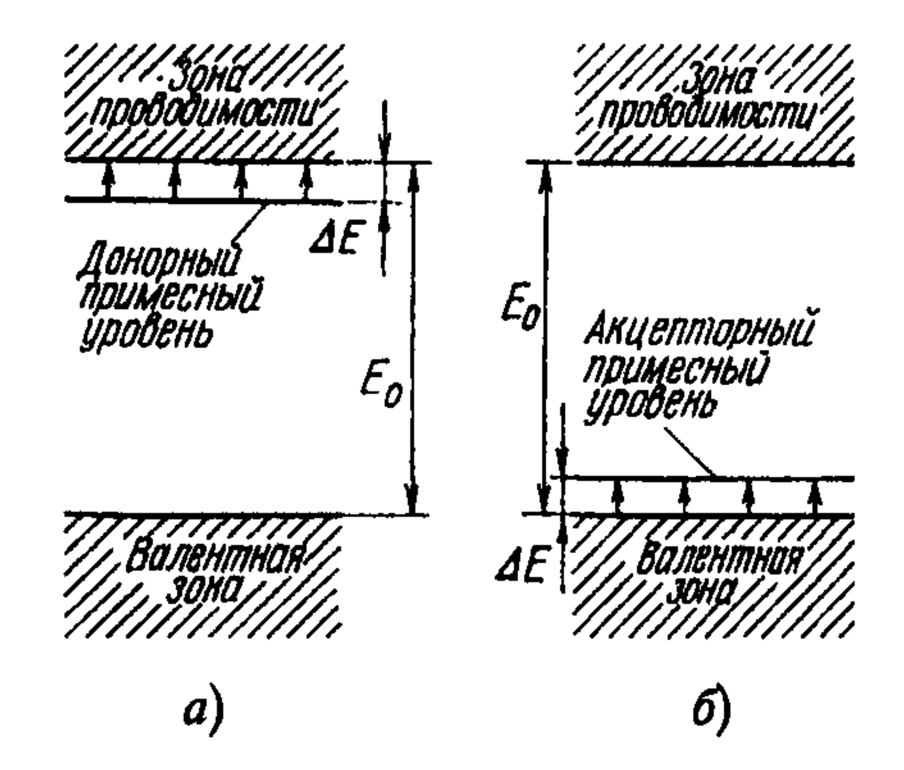


Рис. 2.25. Энергетические схемы для полупроводников с донорными (*n*-полупроводник) (*а*) и с акцепторными (*p*-полупроводник) (*б*) примесями

(ΔE характеризует величину энергии связи), поэтому достаточно небольшого теплового возбуждения, чтобы этот электрон покинул атом, т. е. совершил квантовый переход с примесного уровня в зону проводимости. Представим себе, что температура полупроводника с донорной примесью постепенно растет начиная от 0 К. Поскольку $\Delta E \ll E_0$, то сначала будут происходить переходы *примесный уровень → зона проводимости*; переходов же электронов из валентной зоны в зону проводимости (междузонные переходы) практически не будет. Обычно уже при температурах около 20–50 К примесный уровень, как принято говорить, *истощается*: это значит, что все примесные атомы уже отдали по одному электрону в зону проводимости. Если концентрация примесей в полупроводнике достаточно высока (не менее примерно 10^{18} см$^{-3}$), то при рассматриваемых температурах в нем реализуется вырождение по электронам проводимости. Такой полупроводник называют *вырожденным n-полупроводником.*

На рис. 2.25 *б* представлена схема для полупроводника с акцепторной примесью. Достаточно небольшого теплового возбуждения, чтобы электроны из валентной зоны совершили переход на примесный уровень. Уровень насыщается уже

при температурах 20–50 К. При этом в валентной зоне возникает определенная концентрация дырок, которая может обеспечить вырождение по дыркам (при концентрации примеси не менее 10^{18} см$^{-3}$). Такой полупроводник называют *вырожденным p-полупроводником.*

Инжекционные лазеры. Для создания инверсии заселенностей в полупроводниковой активной среде можно привести в контакт друг с другом два вырожденных полупроводника разного типа (*n*-полупроводник и *p*-полупроводник). Такой контакт называют *p—n-переходом.* Приложим к *p—n*-переходу электрическое напряжение так, как показано на рис. 2.26 *а*. Под действием поля электроны проводимости из *n*-полупроводника будут инжектироваться в область *p—n*-перехода; одновременно в эту же область будут инжектироваться дырки из *p*-полупроводника. В области *p—n*-перехода будут происходить переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону (рекомбинация электронов проводимости и дырок), на которых при наличии оптического резонатора может быть реализована лазерная генерация.

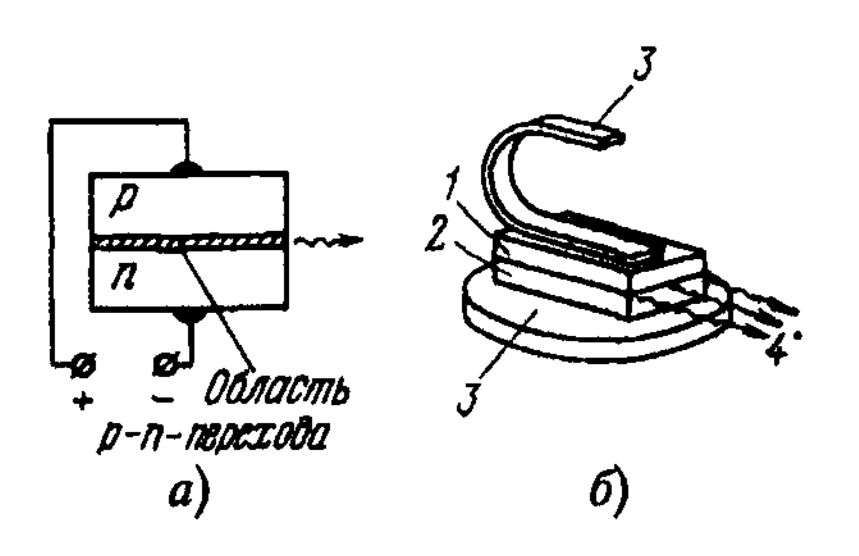


Рис. 2.26. Инжекционнний лазер: *а*) принципиальная схема лазера; *б*) внешний вид лазера (1 — *p*-полупроводник; 2 — *n*-полупроводник; 3 — металлические контакты; 4 — излучение лазера)

Таков принцип действия полупроводниковых лазеров, называемых *инжекционными лазерами.* Наиболее широко применяется инжекционный лазер на арсениде галлия (GaAs). Вырожденный *n*-полупроводник получается при внесении в арсенид галлия примеси теллура; концентрация примеси — (3–5) · 10^{18} см$^{-3}$. Вырожденный *p*-полупроводник получается при внесении в GaAs примеси цинка; концентрация примеси — 10^{19} см$^{-3}$. Генерация осуществляется на длинах волн от 0,82 мкм до 0,9 мкм (инфракрасное излучение).

Инжекционный лазер на арсениде галлия показан на рис. 2.26 *б*. Видно, что зеркалами оптического резонатора служат отполированные грани кристалла, ориентированные перпендикулярно к плоскости, по которой контактируют друг с другом *n*-полупроводник и *p*-полупроводник (плоскости *p*—*n*-перехода). Инжекционный лазер отличается своей миниатюрностью: линейные размеры граней полупроводникового кристалла составляют всего 1 мм. Толщина излучающей области (области перехода) равна всего лишь 2 мкм. Мощность генерируемого излучения такого лазера — порядка 10 мВт в непрерывном режиме, в импульсном режиме она достигает 100 Вт. Наибольшие мощности реализуются при охлаждении до 4,2 К. Разработаны образцы, которые могут генерировать при комнатных температурах (мощность генерации при этом снижается). Инжекционные лазеры характеризуются высоким КПД, который может достигать 50–60 %.

2.12. Типы оптических резонаторов

Мы рассмотрели типы лазеров, различающиеся активными средами и способами накачки. Во всех этих лазерах могут использоваться разные типы оптических резонаторов.

Линейные и кольцевые резонаторы. Прежде всего оптические резонаторы подразделяются на *линейные, кольцевые, изломанные*. В линейном резонаторе зеркала расположены на одной прямой, являющейся общей оптической осью зеркал (ось резонатора). В кольцевом резонаторе световой поток циркулирует по некоторому *замкнутому контуру*. Обычно этого достигают, используя систему из трех (или более) зеркал, соответствующим образом расположенных друг относительно друга (см. рис. 2.27 *а*). Возможен, однако, и двухзеркальный кольцевой резонатор (см. рис. 2.27 *б*). Что касается изломанных резонаторов, то они могут рассматриваться как модификация линейных резонаторов, в которых оптическая ось является не прямой, а изломанной линией.

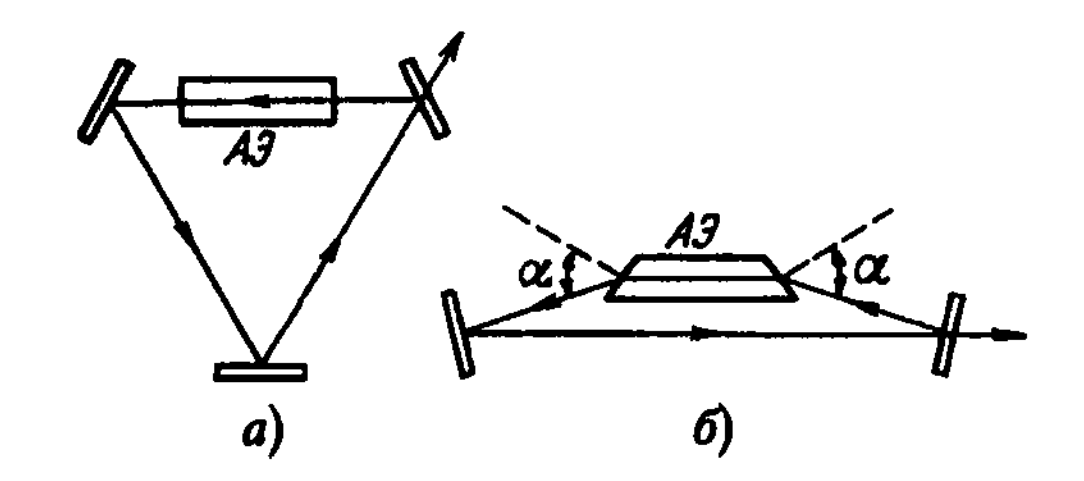


Рис. 2.27. Кольцевой резонатор: *а*) трехзеркальная схема; *б*) двухзеркальная схема (*АЭ* — активный элемент, α — угол Брюстера)

До сих пор рассматривались только линейные резонаторы, В дальнейшем также фактически ограничимся только ими. Кольцевые и изломанные резонаторы появятся лишь при рассмотрении некоторых специальных вопросов.

Устойчивые и неустойчивые резонаторы; диаграмма устойчивости. Оптический резонатор называют *устойчивым*, если он способен удерживать вблизи своей оси оптическое излучение; в противном случае резонатор называют *неустойчивым*. Устойчивость резонатора зависит от его *геометрии* — формы зеркал (плоские, вогнутые, выпуклые), соотношения между длиной резонатора и радиусами кривизны зеркал. Очевидный пример неустойчивого резонатора — резонатор, образованный двумя выпуклыми сферическими зеркалами.

Введем следующие параметры:

$$g_1 = 1 - \frac{L}{r_1}; \quad g_2 = 1 - \frac{L}{r_2}, \tag{2.1}$$

где L — длина резонатора; r_1 — радиус кривизны, например, левого зеркала; r_2 — радиус кривизны правого зеркала. Если зеркало плоское, то для него $1/r = 0$. Для вогнутого сферического зеркала $r > 0$, а для выпуклого $r < 0$.

Проведем на плоскости две координатные оси. По одной отложим значения параметра g_1, а по другой — параметра g_2. Каждому конкретному резонатору соответствует на этой плоскости определенная точка. Из теории резонаторов следует, что

резонатор оказывается устойчивым тогда, когда его параметры g_1 и g_2 удовлетворяют условию

$$0 \leqslant g_1 g_2 \leqslant 1. \tag{2.2}$$

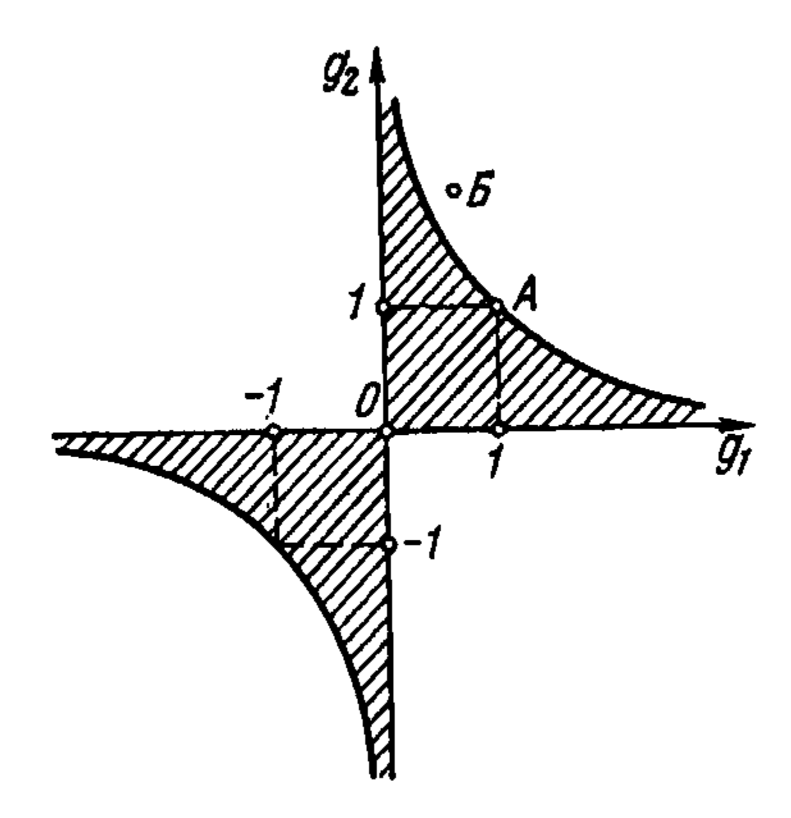


Рис. 2.28. Диаграмма устойчивости резонаторов

Таким резонаторам на плоскости (g_1, g_2) соответствуют точки, лежащие внутри или на границе области, которая на рис. 2.28 заштрихована. Указанный рисунок называют *диаграммой устойчивости* резонаторов.

Точка A на диаграмме устойчивости соответствует резонатору, образованному двумя плоскими зеркалами (*плоскопараллельный* резонатор); для него $1/r_1 = 1/r_2 = 0$ и, следовательно, $g_1 = 1$, $g_2 = 1$. Точка на диаграмме, совпадающая с началом координат, соответствует так называемому *конфокальному* резонатору. Это есть резонатор, образованный двумя одинаковыми вогнутыми зеркалами, радиусы кривизны которых равны длине резонатора: $r_1 = r_2 = L$ и, следовательно, $g_1 = 0$, $g_2 = 0$.

Конфокальный резонатор. Практически важным примером устойчивого резонатора может служить конфокальный резонатор (см. рис. 2.29). Прямыми со стрелками на рисунке показаны несколько световых лучей внутри резонатора. Все световые лучи (как показанные на рисунке, так и не показанные) сосредоточены внутри области, боковая поверхность которой представляет собой гиперболоид вращения вокруг оси резонатора. Штриховые кривые есть сечение этой поверхности плоскостью рисунка. Указанную поверхность называют *каустической* или, проще, *каустикой*.

Световой пучок внутри конфокального резонатора заполняет объем, ограниченный каустической поверхностью. Попе-

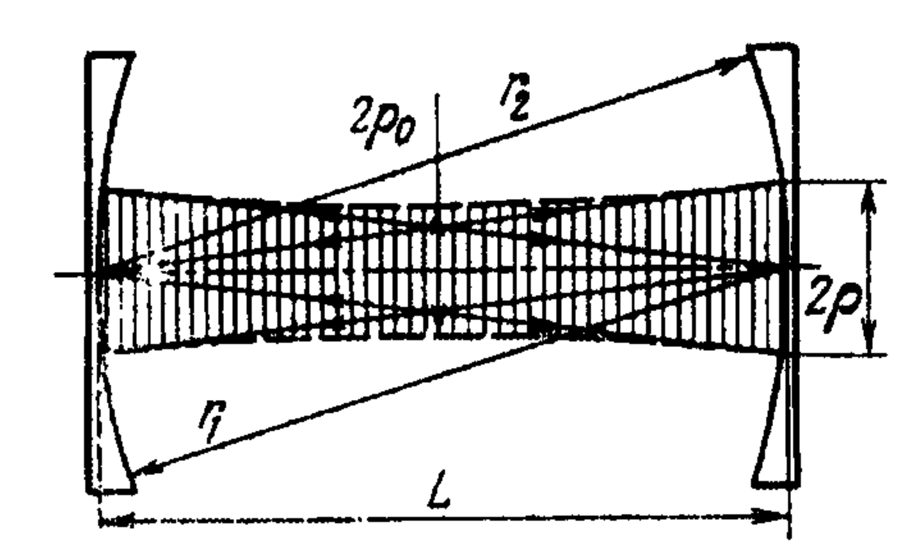


Рис. 2.29. Конфокальный резонатор (заштрихована область, занятая полем излучения внутри резонатора)

речное сечение пучка, в котором он имеет наименьший радиус, называют сечением *перетяжки* пучка. Если апертуры зеркал резонатора одинаковы, то перетяжка находится строго посредине резонатора; в этом случае радиус перетяжки пучка

$$\rho_0 = \sqrt{\frac{\lambda L}{2\pi}}, \tag{2.3}$$

где λ — длина волны излучения. Радиус светового пятна на зеркале резонатора

$$\rho = \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} = \rho_0\sqrt{2}. \tag{2.4}$$

Используя зеркала разной апертуры, а также вводя диафрагму внутрь резонатора, можно управлять положением перетяжки светового пучка, перемещая это сечение по направлению к тому или другому зеркалу.

Примечание. Разумеется, у светового пучка нет строго определенной граничной поверхности. Каустическая поверхность ограничивает объем, занятый пучком, в том смысле, что вне этого объема интенсивность светового пучка очень быстро спадает по мере удаления от оси резонатора.

Неустойчивый резонатор телескопического типа. Примером неустойчивого резонатора может служить показанный на рис. 2.30 резонатор *телескопического типа*. Он показан вместе с полностью заполняющей его активной средой. Резонатор

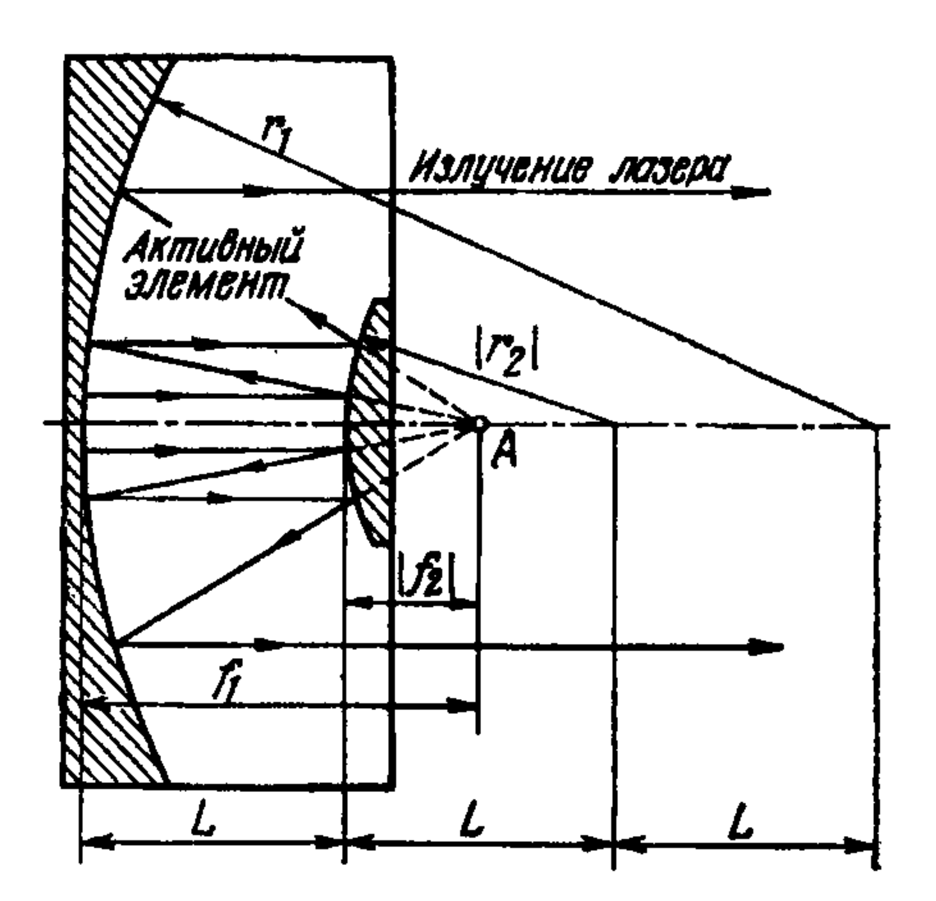


Рис. 2.30. Неустойчивый резонатор телескопического типа: f_1 и f_2 — фокусные расстояния зеркал; точка A — общий фокус зеркал

образован вогнутым зеркалом, у которого $r_1 = 3L$, и выпуклым зеркалом, у которого $|r_2| = L$. Легко видеть, что оба зеркала имеют общий фокус. Для рассматриваемого резонатора: $g_1 = 2/3$, $g_2 = 2$. Ему соответствует на диаграмме устойчивости (рис. 2.28) точка $Б$.

Поле излучения внутри резонатора телескопического типа есть суперпозиция *плоской* и *сферической* световых волн. Плоская волна распространяется от вогнутого зеркала к выпуклому, а сферическая — от выпуклого к вогнутому. Соответствующие этим волнам световые лучи показаны на рисунке прямыми линиями со стрелками. Оба зеркала являются полностью отражающими. Вывод излучения из резонатора осуществляется так, как показано на рисунке (так называемый *кольцевой способ* вывода излучения из резонатора).

Глава 3

Управление излучением лазера

Лекция десятая

Для практического применения лазеров необходимо уметь управлять лазерным лучом — отклонять его в пространстве, расщеплять, фокусировать на мишень. Однако вопросы управления лазерным излучением этим не исчерпываются. В широком смысле управление излучением лазера предполагает получение излучения с определенными или перестраиваемыми в каком-то диапазоне значений *спектральными, энергетическими, временны́ми* и *пространственными характеристиками.*

При рассмотрении вопросов, связанных с управлением лазерным излучением, следует различать *внерезонаторное* и *внутрирезонаторное* управление. В первом случае осуществляется то или иное воздействие на излучение уже после того, как оно покинуло резонатор лазера. Во втором случае определенным образом воздействуют на сам процесс генерации. Сначала рассмотрим вопросы, относящиеся к внутрирезонаторному управлению (§ 3.1–3.5), а затем перейдем к внерезонаторному управлению (§ 3.6–3.8).

3.1. Внутрирезонаторное управление спектральными характеристиками

Прежде всего отметим, что спектральные характеристики излучения определяются выбором активной среды. Активные центры характеризуются той или иной системой энергетических уровней и, как следствие, определенным набором генерируемых спектральных линий. Используя различные типы лазеров, можно получить когерентное излучение, в принципе, любой длины волны, в диапазоне примерно от 0,1 до 100 мкм и выше.

Говоря об управлении спектральными характеристиками лазерного излучения, будем рассматривать возможность воздействия на частоту излучения после того, как выбраны тип лазера и конкретная активная среда.

Казалось бы, существует простой способ воздействия на спектральные характеристики испущенного лазером излучения, предполагающий использование различного рода фильтров, которые пропускали бы излучение лишь в определенном диапазоне длин волн. Однако этот способ малоинтересен, так как связан с большими потерями световой мощности. На практике предпочитают управлять спектральными характеристиками излучения, применяя внутрирезонаторные методы, т. е. воздействуя на процесс генерации. Вместо того чтобы «отсекать» световую мощность, излученную на «ненужных» длинах волн, предпочитают позаботиться о том, чтобы на них излучение попросту не генерировалось.

Подавление нежелательных рабочих переходов. У активного центра имеется, как правило, *несколько рабочих переходов*. Во многих случаях желательно, однако, чтобы генерация происходила лишь на каких-то определенных переходах или даже на каком-то одном переходе. На остальных рабочих переходах генерация не должна возникать; эти переходы, как говорят, должны быть *подавлены*.

В качестве примера возьмем гелий-неоновый лазер. Атомы неона имеют три основных рабочих перехода: им соответствуют длины волн 3,39, 1,15 и 0,63 мкм (см. рис. 2.12). Начальный коэффициент усиления растет в данном случае с увеличением длины волны. В то же время гелий-неоновый лазер используют обычно как источник красного излучения (0,63 мкм). Чтобы предотвратить генерацию на переходах 3,39 и 1,15 мкм, применяют специальные селективные отражающие покрытия зеркал резонатора. В результате генерация реализуется только на переходе, отвечающем длине волны 0,63 мкм.

Плавная перестройка длины волны. Как уже отмечалось, для лазеров на органических красителях характерна достаточно широкая линия люминесценции (около 0,1 мкм). Заметим, что такой же порядок может иметь ширина линии люминесценции и в лазерах на сжатых газах (в электроионизационных лазерах). В таких лазерах можно осуществлять плавную перестройку длины волны генерируемого излучения в пределах диапазона, определяемого шириной линии люминесценции.

Чтобы реализовать плавную перестройку длины волны, в резонатор вносят *дисперсионную призму* или заменяют полностью отражающее зеркало резонатора *отражательной дифракционной решеткой*. Рассмотрим подробнее вариант с призмой. Предположим, что на призму падает направленный луч, в котором представлены две длины волны: λ_1 и λ_2; за призмой находится плоское отражающее зеркало (рис. 3.1 *а*). Пройдя сквозь призму, световой луч расщепится на два луча, каждому из которых будет соответствовать определенная длина волны

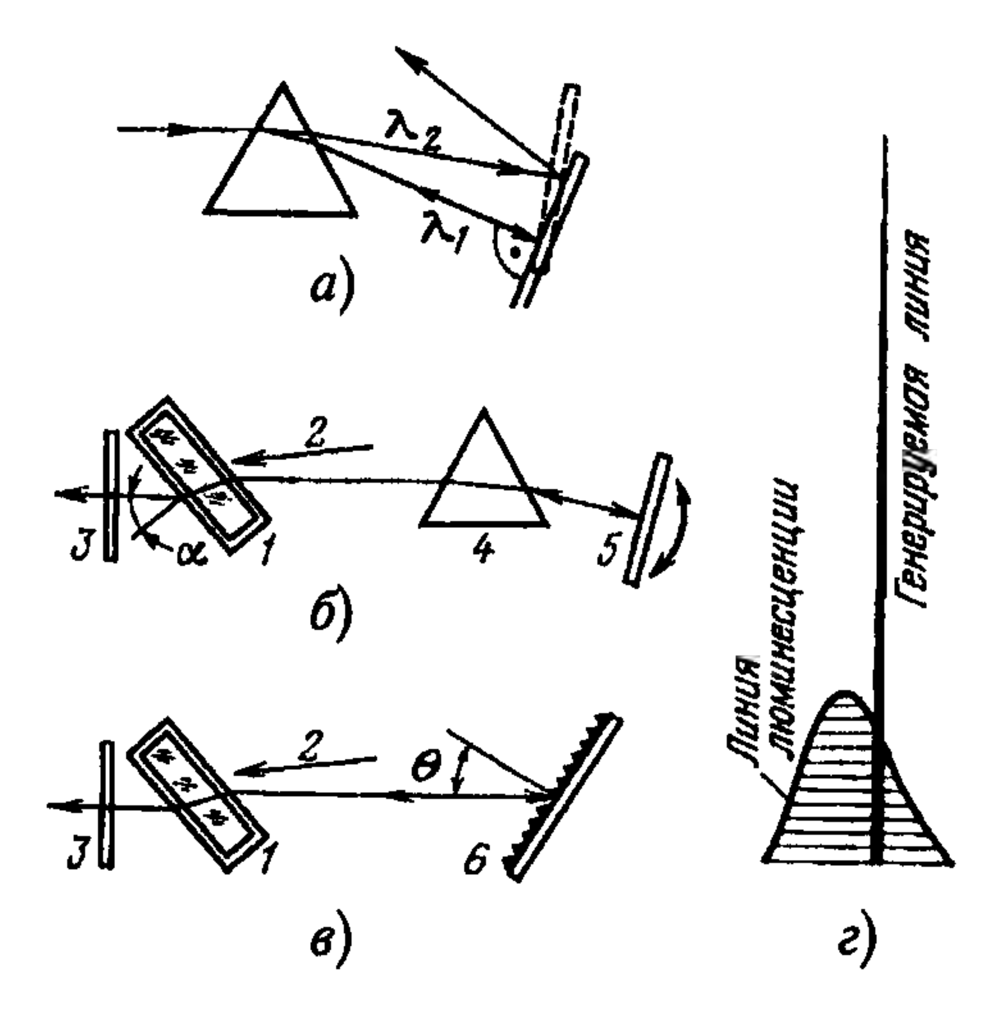


Рис. 3.1. Лазер на красителе с плавно перестраиваемой длиной волны: 1 — кювета с красителем; 2 — излучение накачки; 3 — выходное зеркало резонатора: 4 — призма; 5 — поворачивающееся зеркало; 6 — отражательная дифракционная решетка

(ситуация, изображенная на рисунке, отвечает случаю, когда $\lambda_1 < \lambda_2$). Изменяя соответствующим образом наклон зеркала, можно добиться, чтобы либо первый, либо второй луч отражался от зеркала строго назад и, пройдя сквозь призму (теперь уже в обратном направлении), совмещался с исходным световым лучом. Зеркало ориентировано так, что строго назад отражается луч с длиной волны λ_1. Изменив наклон зеркала, можно добиться, чтобы строго назад отражался луч с длиной волны λ_2 (см. штриховое изображение зеркала).

Предположим теперь, что призма внесена в резонатор лазера и поворачивающееся зеркало используется в качестве полностью отражающего зеркала резонатора (см. рис. 3.1 *б*). При данной ориентации поворачивающегося зеркала будет, очевидно, генерироваться та длина волны, которую имеет луч, отражаемый зеркалом строго назад. Этот луч удерживается внутри резонатора, многократно проходя через активный элемент, он усиливается за счет процессов вынужденного испускания света. Лучи же с другими длинами волн после отражения от зеркала должны были бы тут же покинуть резонатор, поэтому на остальных длинах волн генерация не развивается. Плавно поворачивая зеркало, можно тем самым плавно изменять длину волны излучения, генерируемого лазером.

Разумеется, лишь для простоты говорилось выше об определенном значении длины волны. В действительности призма и поворачивающееся зеркало обеспечивают всякий раз генерацию не определенной длины волны, а некоторой *спектральной линии*, ширина которой составляет 10^{-4}–10^{-3} мкм. Это примерно в 100 раз меньше ширины линии люминесценции.

Поворачивая зеркало, можно плавно перемещать генерируемую спектральную линию в пределах ширины линии люминесценции.

Вместо призмы и поворачивающегося зеркала можно использовать *отражательную дифракционную решетку* (см. рис. 3.1 *в*). Решетка отражает обратно в резонатор излучение,

падающее на нее под углом дифракции θ, связанным с длиной волны излучения λ соотношением

$$2d \sin\theta = \lambda, \tag{3.1}$$

где d — период решетки. При данном значении угла θ (при данной ориентации решетки в резонаторе) будет генерироваться излучение с длиной волны λ, определяемой по формуле (3.1) (если, конечно, эта длина волны попадает внутрь линии люминесценции). Поворачивая дифракционную решетку, можно изменять угол θ и тем самым перестраивать длину волны генерации.

Обратим внимание на то, что в рассмотренных случаях реализуется не только плавная перестройка длины волны. Здесь, прежде всего, осуществляется значительное *сужение* спектра генерируемых длин волн. Это сужение происходит без существенного уменьшения выходной мощности. Вместо относительно широкой и не слишком интенсивной линии люминесценции высвечивается весьма узкая линия, характеризующаяся большой интенсивностью. Эти две линии качественно сопоставляются на рис. 3.1 *г*.

Резонаторы, показанные на рис. 3.1 *б* и *в*, называют *селективными* (от латинского *selectio* — выбор, отбор). Здесь всякий раз реализуется *отбор*, или, как мы говорили в § 1.5, *выделение* определенных фотонных состояний. Выделяются фотонные состояния с энергиями, находящимися в пределах узкой спектральной линии при том или другом ее положении на ширине линии люминесценции. По сравнению с обычными, селективные резонаторы позволяют осуществлять более жесткую избирательность для фотонных состояний.

Селекция центральной продольной моды за счет уменьшения длины резонатора. Еще большее сужение генерируемой спектральной линии достигается тогда, когда выделяется (селектируется) единственная продольная мода, т. е. когда генерируется какая-то одна из заштрихованных на рис. 1.17 спектральных линий резонатора. Обычно селектируют *центральную* продольную моду (центральную спектральную линию).

Напомним, что ширина такой линии, измеряемая по шкале частот (ширина $\Delta\nu_{\text{р}}$), определяется по формуле (1.56). Полагая, что добротность резонатора $Q = 10^6$ и что для $\lambda_0 = 1$ мкм частота $\nu_0 = 3 \cdot 10^{14}$ Гц ($\nu_0 = c/\lambda_0$), находим, что $\Delta\nu_{\text{р}} \approx 10^9$ Гц. Чтобы получить соответствующую ширину $\Delta\lambda_{\text{р}}$ по шкале длин волн, надо воспользоваться соотношением

$$\Delta\lambda_{\text{р}} = -\frac{\lambda_0^2 \Delta\nu_{\text{р}}}{c}. \tag{3.2}$$

Отсюда находим, что ширина $\Delta\lambda_{\text{р}}$ отдельной продольной моды имеет порядок 10^{-5}–10^{-6} мкм.

Наиболее простой способ селекции центральной продольной моды предполагает ***уменьшение длины резонатора***. Согласно (1.55), измеряемое по шкале частот расстояние между соседними продольными модами обратно пропорционально длине резонатора: $\Delta\nu' \sim 1/L$. С уменьшением длины резонатора $\Delta\nu'$ возрастает, соседние продольные моды как бы раздвигаются. А поскольку интенсивность мод ограничена линией усиления, то такое раздвигание мод приводит к тому, что интенсивность центральной моды становится значительно больше интенсивности соседних мод. Поднимая соответствующим образом уровень потерь, можно исключить генерацию этих соседних мод. Для пояснения обратимся к рис. 3.2. В левой половине рисунка показаны линия усиления и продольные моды для некоторой длины L резонатора; прямая AA — уровень потерь в резонаторе. В правой половине рисунка показаны продольные моды в случае,

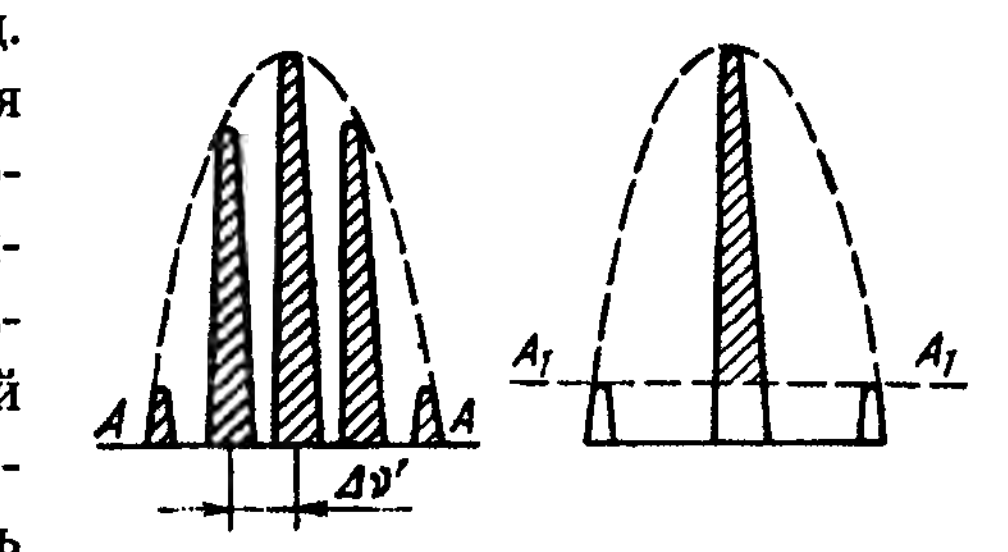


Рис. 3.2. Селекция центральной продольной моды за счет уменьшения длины резонатора

когда длина резонатора уменьшена вдвое по сравнению с исходной; прямая A_1A_1 соответствует новому уровню потерь в резонаторе.

Данный способ селекции центральной продольной моды выгодно отличается от других способов своей простотой. К сожалению, уменьшение длины резонатора имеет отрицательные стороны — снижается выходная мощность, увеличивается расходимость излучения. Поэтому более интересны способы селекции, основанные на использовании резонаторов с дополнительными зеркалами.

Селекция центральной продольной моды за счет использования резонатора с дополнительным зеркалом. При появлении дополнительного зеркала (одного или нескольких) исходный резонатор превращается, по сути дела, в совокупность нескольких *взаимосвязанных* резонаторов. *Интерференция* световых волн, формируемых этими резонаторами, приводит к *перераспределению* световой мощности между разными продольными модами. При соответствующем подборе коэффициента отражения и положения в резонаторе дополнительного зеркала упомянутое перераспределение световой мощности может привести к существенному возрастанию интенсивности центральной продольной моды и к уменьшению интенсивности остальных мод. Подобные методы селекции называют *интерференционными*.

Рассмотрим в качестве примера резонатор, схематически показанный на рис. 3.3 *а*. Этот резонатор имеет три зеркала:

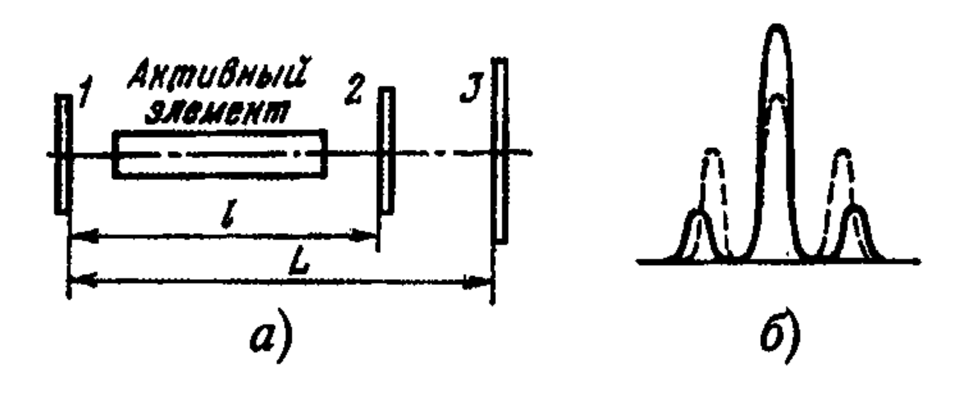


Рис. 3.3. Селекция центральной продольной моды за счет использования дополнительного зеркала

полупрозрачные зеркала 1 и 2 и полностью отражающее зеркало 3. Зеркало 1 является выходным зеркалом резонатора, зеркало 2 — дополнительное зеркало. На рис. 3.3 *б* представлены продольные моды для рассматриваемого резонатора (непрерывные кривые) и для того же резонатора, но без дополнительного зеркала 2 (штриховые кривые). Эти результаты получены для конкретного случая, когда $l/L = 3/4$, $R = 0{,}65$ (R — коэффициент отражения зеркала 2).

3.2. Модуляция добротности резонатора

Для управления временны́ми и энергетическими характеристиками лазерного излучения широко используется *модуляция добротности резонатора*, т. е. управление потерями в резонаторе.

Оптико-механическая модуляция добротности. Предположим, что полностью отражающее зеркало резонатора заменено призмой полного внутреннего отражения, которая может быстро вращаться вокруг оси, проходящей через призму перпендикулярно к оси резонатора (рис. 3.4 *а*). В процессе вращения призма лишь на очень короткое время обеспечивает высокую добротность резонатора. Это происходит тогда, когда входная грань призмы оказывается перпендикулярной к оси резонатора. При повороте призмы из этого положения на угол в одну угловую минуту добротность резонатора оказывается уже в два раза меньше максимальной. При продолжающемся поворачивании призмы добротность очень быстро падает до минимального значения. Очевидно, что лазерная генерация при этом срывается.

Если вращающаяся призма делает 1000 оборотов в секунду, то время переключения добротности (от максимального значения до минимального, а также от минимального до максимального) составляет примерно 10^{-7} с.

Электрооптическая модуляция добротности. Этот метод модуляции добротности основан на использовании электрооптического эффекта — изменения показателя преломления

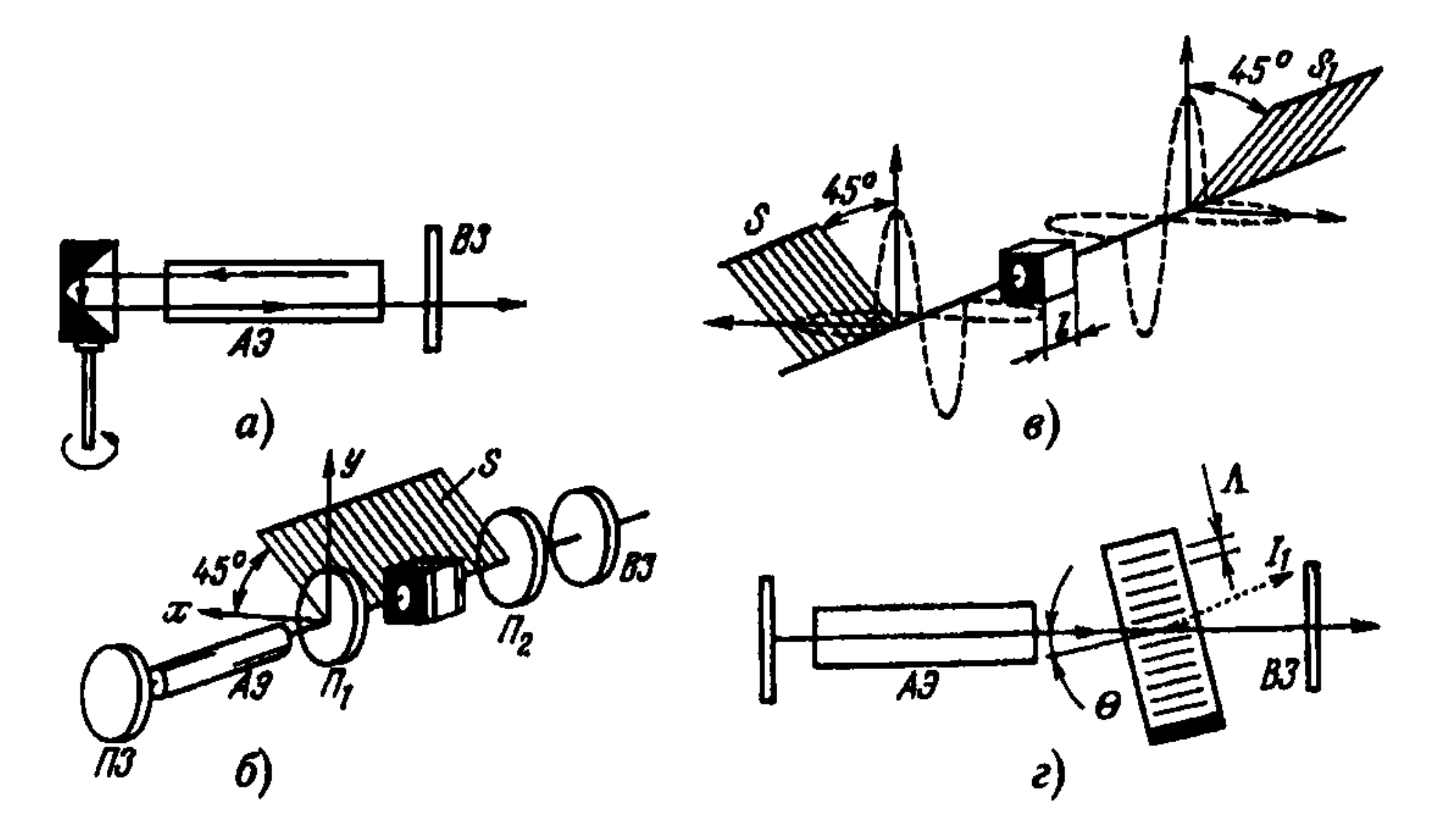


Рис. 3.4. Способы активной модуляции добротности резонатора: оптико-механический (*а*); электрооптический (*б*, *в*); акустооптический (*г*)

среды под действием внешнего электрического поля. Различают два электрооптических эффекта — *квадратичный* (*эффект Керра*) и *линейный* (*эффект Поккельса*). В первом случае изменение показателя преломления пропорционально второй степени напряженности внешнего электрического поля, а во втором случае — первой степени. Эффект Поккельса существует лишь в кристаллических средах.

Рассмотрим электрооптическую модуляцию добротности резонатора на основе эффекта Поккельса. Предварительно заметим, что, попадая в кристалл, световая волна превращается в две волны, имеющие *разные скорости* (иначе говоря, разные показатели преломления); эти волны поляризованы во взаимно-перпендикулярных плоскостях. Эта особенность распространения света в кристаллической среде приводит, в частности, к известному явлению *двулучепреломления*.

На рис. 3.4 *б* показана схема лазера. Здесь *АЭ* — активный элемент, *ПЗ* — полностью отражающее зеркало, *ВЗ* — выходное зеркало. На оси резонатора между активным элементом и выходным зеркалом находятся два одинаковым образом ориентированных поляризатора $П_1$ и $П_2$, выделяющих плоскость поляризации S, а между ними помещена так называемая *ячейка Поккельса* — кристалл между пластинами конденсатора. В пластинах имеется отверстие для пропускания излучения.

Прежде, чем попасть в ячейку Поккельса, излучение проходит через поляризатор $П_1$ и оказывается поляризованным в плоскости S. Представим это излучение в виде суммы двух волн, одна из которых поляризована вдоль оси x, а другая вдоль оси y (см. рис. 3.4 *в*); первая волна характеризуется внутри кристалла показателем преломления n_1, а вторая — показателем преломления n_2. Ориентация поляризатора выбрана так, чтобы ось x составляла с плоскостью S угол 45°. В результате прохождения через кристалл указанные выше волны окажутся сдвинутыми по фазе на

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi l(n_1 - n_2)}{\lambda}, \tag{3.3}$$

где l — длина кристалла по оси резонатора; λ — длина волны излучения в вакууме. Показатели преломления n_1 и n_2 линейно зависят от напряженности E электрического поля в ячейке Поккельса (напомним, что в этом и состоит суть эффекта Поккельса):

$$n_1 = n_0 + n_0^3 r\,\frac{E}{2}; \quad n_2 = n_0 - n_0^3 r\,\frac{E}{2}. \tag{3.4}$$

Здесь n_0 — показатель преломления в отсутствие поля, r — одна из электрооптических постоянных данного кристалла. Итак,

$$n_1 - n_2 = n_0^3 rE. \tag{3.5}$$

Заметим, что в отсутствие поля $n_1 = n_2$, и поэтому $\Delta\varphi = 0$.

Подставляя (3.5) в (3.3) и учитывая, что $El = U$, где через U обозначено напряжение, приложенное к кристаллу, находим

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi n_0^3}{\lambda}. \tag{3.6}$$

Подберем значение напряжения так, чтобы $\Delta\varphi = \pi$. Такое напряжение называют *полуволновым*, поскольку при этом волны,

прошедшие кристалл, оказываются сдвинутыми друг относительно друга на половину длины волны. Из рис. 3.4 *в* нетрудно понять, что при таком сдвиге результирующая световая волна, вышедшая из кристалла и падающая на поляризатор $П_2$, будет поляризована в плоскости S_1, перпендикулярной к плоскости S. Произошел, как говорят, *поворот плоскости поляризации света*. В данном случае угол этого поворота равен 90°. Ясно, что поляризатор $П_2$ не пропустит световой волны.

Таким образом, когда на ячейку Поккельса не подается напряжение (ячейка *выключена*), свет почти беспрепятственно проходит сквозь систему из поляризаторов и ячейки. Происходит лишь некоторое поглощение света в этих элементах схемы. Когда же на ячейку Поккельса подается напряжение (ячейка *включена*), свет не проходит сквозь указанную систему. Иными словами, при выключенной ячейке добротность резонатора максимальна, а при включенной — минимальна. Время переключения добротности зависит от скорости изменения напряжения, подаваемого на ячейку Поккельса. Это время составляет примерно 10^{-9} с, т. е. существенно меньше, чем при оптико-механической модуляции.

Ячейка Поккельса в сочетании с поляризаторами действует подобно *затвору*, пропускание которого можно быстро изменять (от максимального к минимальному и наоборот). Используется термин — *электрооптический затвор*.

Примечание. Как уже отмечалось, в отсутствие напряжения имеем $n_1 = n_2$. Это означает, что в данном случае не происходит превращения исходной световой волны, падающей на кристалл, в две волны, распространяющиеся по кристаллу с равным скоростями. Такое возможно лишь при условии, что кристалл специальным образом ориентирован относительно светового пучка. Он должен быть ориентирован так, чтобы его *оптическая ось* была параллельна направлению распространения излучения.

Акустооптическая модуляция добротности. В этом методе модуляции используется явление *дифракции света на ультразвуковой волне*. Пусть в некоторой среде (твердой или

жидкой) распространяется плоская ультразвуковая волна, возбуждаемая пьезопреобразователем. При этом в среде возникают механические напряжения, связанные с локальными сжатиями и разрежениями. Через *фотоупругий эффект* напряжения воздействуют на показатель преломления среды. В результате в среде образуются различающиеся показателем преломления *периодические слои* (с периодом, равным длине звуковой волны Λ), перемещающиеся со скоростью звука. При прохождении света через такую среду происходит дифракция на пространственной периодической структуре, обусловленной периодическими изменениями показателя преломления.

Схема лазера с акустооптической модуляцией добротности резонатора показана на рис. 3.4 *г*. Световая волна внутри акустооптического модулятора (его называют также *акустооптическим затвором*) образует с плоскостью фронта ультразвуковой волны угол θ, который должен удовлетворять соотношению

$$2\Lambda \sin\theta = \lambda, \tag{3.7}$$

где λ — длина волны света в среде. Для этого затвор должным образом ориентируют относительно оси резонатора. Угол θ называют *углом Брэгга*. Заметим, что соотношение (3.7) есть модификация соотношения (3.1).

Если пьезопреобразователь *выключен* (ультразвуковая волна отсутствует), световой пучок проходит через акустооптический затвор беспрепятственно. При *включении* пьезопреобразователя падающий световой пучок (обозначим его интенсивность через I_0) будет частично преобразовываться в дифрагированный пучок (интенсивность I_1), показанный на рис. 3.4 *г* пунктирной прямой. Чем ближе к единице отношение I_1/I_0, тем меньше пропускание затвора. Отношение I_1/I_0 называют *эффективностью* акустооптического затвора.

Быстродействие акустооптических затворов (время переключения добротности) — примерно 10^{-7} с. Для уменьшения времени переключения надо уменьшать диаметр светового

пучка в той точке, где помещается затвор, т. е. надо *фокусировать* световой пучок в затвор. Тогда будет уменьшаться время, в течение которого ультразвуковая волна пересекает пучок света; тем самым будет уменьшаться время, в течение которого возникает (или исчезает) дифрагированный световой пучок. Однако следует иметь в виду, что при фокусировке светового пучка уменьшается эффективность затвора I_1/I_0, т. е. увеличивается пропускание затвора в запертом состоянии.

Пассивная модуляция добротности в лазере с просветляющимся фильтром. Рассмотренные выше методы модуляции добротности называют *активными*. Этим подчеркивается тот факт, что управление потерями осуществляется в результате команды извне. Наряду с активной применяют также *пассивную* модуляцию добротности. Она реализуется «автоматически», без использования внешних сигналов.

Чтобы реализовать пассивную модуляцию добротности резонатора, достаточно поместить внутрь резонатора *нелинейный элемент* — резонансный поглотитель, способный просветляться под действием падающего на него излучения, высвечиваемого активным элементом (так называемый *просветляющийся фильтр*); см. рис. 3.5 *а*. Вещество фильтра содержит специальные *поглощающие центры* (атомы или молекулы), в системе уровней которых есть переход соответствующий рабочему переходу в активных центрах.

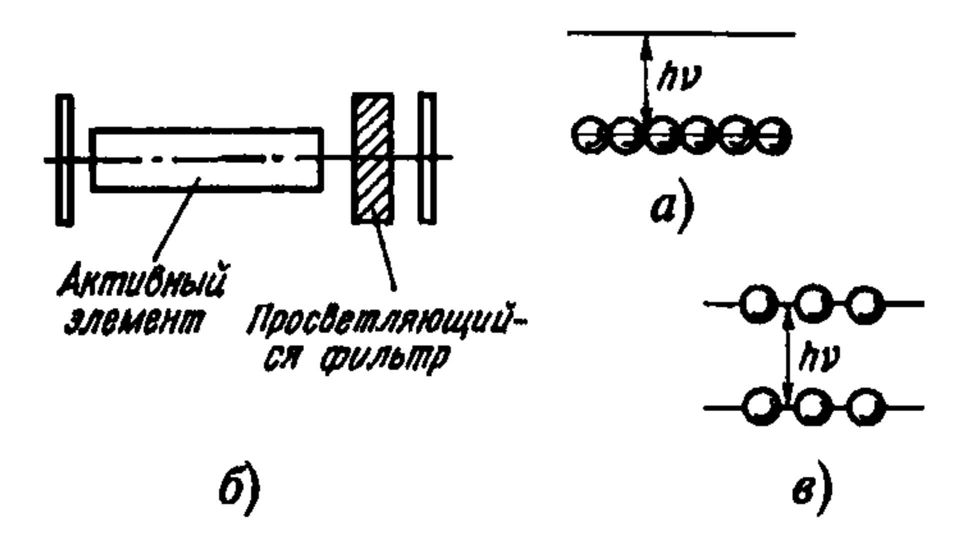


Рис. 3.5. Пассивная модуляция добротности резонатора при помощи просветляющего фильтра

Для простоты будем полагать, что поглощающий центр имеет всего два энергетических уровня, назовем их *нижним* и *верхним*. Плотность заселенностей этих уровней обозначим соответственно через $n_{1\Phi}$ и $n_{2\Phi}$. *Коэффициент резонансного поглощения* η_Φ на переходе между рассматриваемыми уровнями можно представить в виде

$$\eta_\Phi = \sigma_\Phi(n_{1\Phi} - n_{2\Phi}), \tag{3.8}$$

где σ_Φ — сечение вынужденных процессов в данном переходе. Выражение (3.8) следует из формулы (1.36) для коэффициента усиления, если вместо рабочего перехода в активных центрах рассматривать соответствующий переход в поглощающих центрах фильтра и при этом изменить знак разности заселенностей уровней. Уместно напомнить, что *усиление* может рассматриваться как *отрицательное поглощение*. Выражение (3.8) показывает, что резонансное поглощение обусловлено преобладанием процессов поглощения света над процессами вынужденного испускания.

В исходном состоянии (когда еще не началась генерация) все поглощающие центры находятся на нижнем уровне, поэтому $n_{2\Phi} = 0$. Это состояние фильтра называют *непросветленным*: оно характеризуется *максимальным* значением коэффициента резонансного поглощения. Предположим, что импульс накачки возбудил активные центры в активном элементе, обеспечил инверсию заселенностей рабочих уровней. Несмотря на сильно выраженную инверсию, генерация пока еще не развивается из"за высоких потерь, вносимых непросветленным фильтром. Однако возбужденные активные центры могут *самопроизвольно* переходить на нижний рабочий уровень. Спонтанно испущенные фотоны инициируют новые переходы в активных центрах, приводящие к появлению небольших лавин вторичных фотонов. Некоторые из таких фотонных лавин распространяются вдоль оси резонатора и поглощаются в центрах фильтра. При этом последние переходят с нижнего уровня на верхний, в результате чего растет $n_{2\Phi}$ и, как следствие,

уменьшается коэффициент резонансного поглощения фильтра. Фильтр начинает понемногу *просветляться*. Начавшийся процесс просветления фильтра способствует, в свою очередь, дальнейшему развитию высвечиваемых активным элементом фотонных лавин. В итоге наступает момент, когда фильтр *быстро просветляется полностью*, добротность резонатора резко возрастает, и происходит быстрый и бурный процесс генерации лазерного импульса.

На рис. 3.5 *б* показано, как заселены уровни поглощающих центров в непросветленном состоянии фильтра, а на рис. 3.5 *в* — в полностью просветленном состоянии. В последнем случае имеем $n_{1\Phi} = n_{2\Phi}$ и, следовательно, $\eta_\Phi = 0$. Это равенство означает, что процессы поглощения света и вынужденного испускания на переходе между рассматриваемыми уровнями поглощающего центра теперь *взаимно скомпенсированы*, и фильтр не поглощает и не усиливает проходящий сквозь него световой поток на длине волны генерации.

После того как лазерный импульс высветился, поглощающие центры в фильтре за счет спонтанных переходов постепенно возвращаются на нижний уровень, и фильтр снова переходит в непросветленное состояние. Характерное время, в течение которого фильтр возвращается в непросветленное состояние, называют *временем релаксации* фильтра.

В качестве *просветляющихся сред* часто используются растворы органических красителей — цианиновых (фталоцианина и криптоцианина) и полиметиновых. Цианиновые красители используют в лазерах на рубине, полиметиновые — в лазерах, активированных неодимом.

Лекция одиннадцатая

3.3. Генерация световых импульсов

Современная лазерная техника позволяет получать световые импульсы различной длительности — от миллисекунд (10^{-3} с) до наносекунд (10^{-9} с) и даже пикосекунд (10^{-12} с). Реализованы режимы генерации как *одиночных* импульсов, так и их *последовательностей*, характеризующихся различной частотой следования импульсов — примерно до 10 МГц (до 10^7 импульсов в секунду). В режиме синхронизации мод частота следования импульсов составляет 0,1–1 ГГц (10^8–10^9 импульсов в секунду).

Режим свободной генерации. Термин «свободная генерация» объединяет фактически несколько режимов генерации. Их общая черта — отсутствие какого-либо *специального* управления генерацией, какого-либо воздействия на нее при помощи внешних сигналов или нелинейных элементов (т. е. элементов, характеристики которых меняются в зависимости от мощности излучения, генерируемого в активном элементе). В частности, отсутствует какая-либо модуляция (как активная, так и пассивная) добротности резонатора.

При импульсной накачке в режиме свободной генерации высвечивается импульс, соответствующий по длительности импульсу возбуждения. Для твердотельных лазеров его длительность составляет 0,1–1 мс; в лазерах на красителях, где используют более короткие импульсы накачки, длительность высвечиваемого импульса может составлять всего 1 мкс. Высвечиваемый импульс обнаруживает тонкую структуру: на начальном

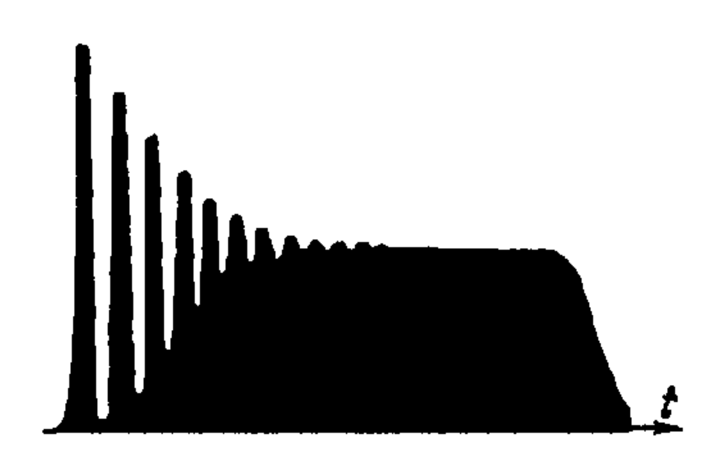


Рис. 3.6. Структура светового импульса, высвечиваемого в режиме свободной генерации

этапе он состоит из последовательности более коротких импульсов длительностью порядка 0,1 мкс. Эта последовательность импульсов представляет собой *затухающие пульсации* выходной мощности, характерные для начала процесса генерации (см. рис. 3.6). Возможны также *незатухающие* пульсации мощности, они связаны с нестабильностью параметров резонатора и с нелинейностями в резонаторе.

Генерация гигантских импульсов. Используя активную или пассивную модуляцию добротности резонатора, можно реализовать в лазерах с импульсной накачкой режим генерации так называемых *гигантских импульсов*. Рассмотрим сначала случай активной модуляции добротности. Управляя добротностью резонатора, предварительно обеспечивают достаточно высокий уровень потерь в резонаторе, т. е. специально *поднимают* порог генерации. Это условие позволяет реализовать значительную инверсную заселенность рабочих уровней. Затем по сигналу извне уровень потерь, а следовательно, и порог генерации *быстро понижаются* до минимального возможного значения; в результате начальная разность $n_2 - n_1$ (напоминаем, что n_1 и n_2 — плотность заселенностей соответственно нижнего и верхнего рабочих уровней) оказывается существенно выше нового порога, отвечающего малым потерям. В этих условиях высвечивается короткий световой импульс большой мощности — *гигантский импульс*. Его мощность тем больше, чем значительнее превышение *начальной* разности $n_2 - n_1$ (реализуемой при низкой добротности резонатора) над *пороговым* значением разности $n_2 - n_1$, отвечающим *высокой* добротности резонатора. Мощность получаемых на практике гигантских импульсов достигает 10^9 Вт. Длительность гигантского импульса — 10–50 нс. Минимальная длительность может достигать 1–3 нс.

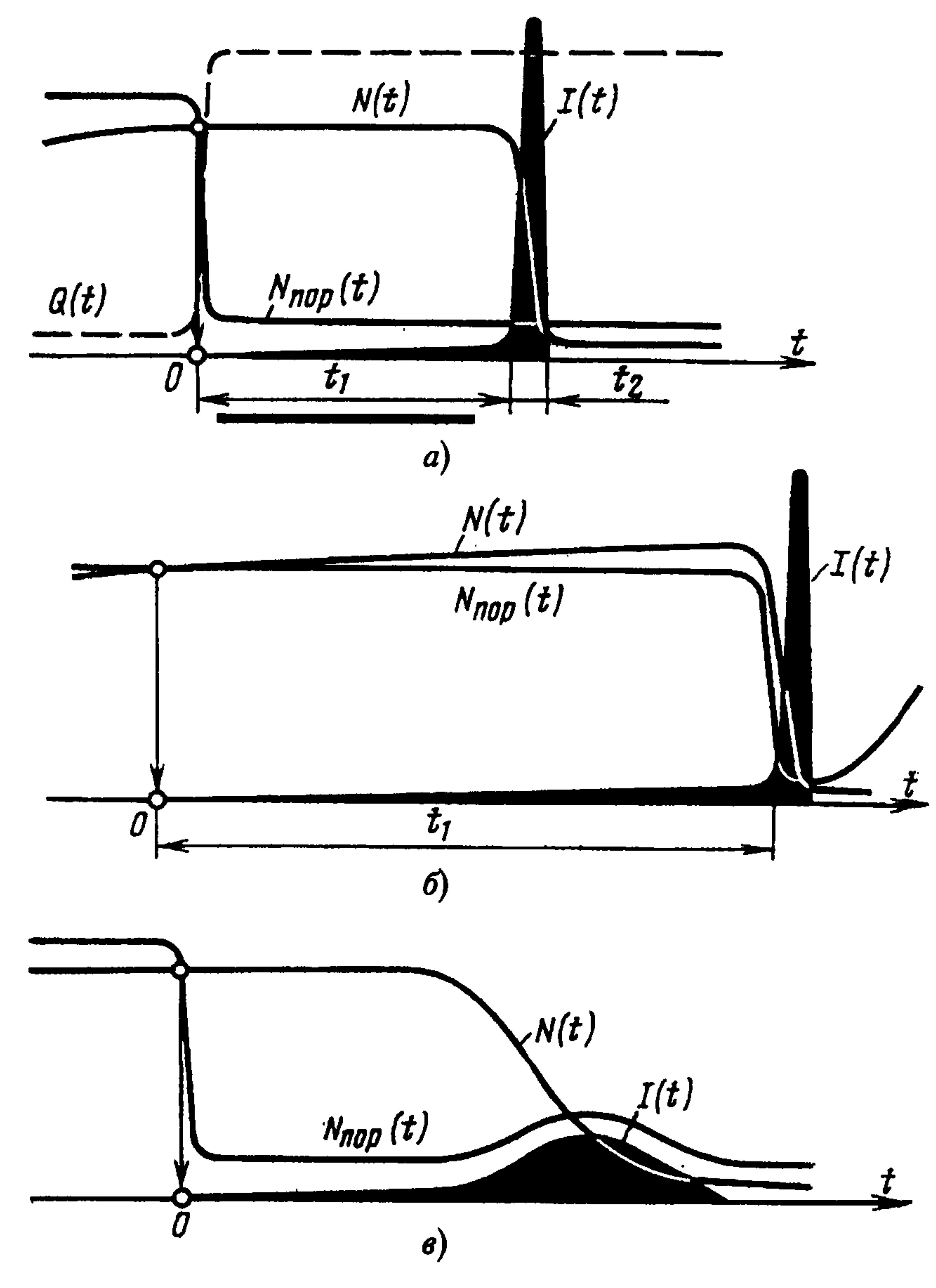


Рис. 3.7. Процесс развития лазерного импульса при модуляции добротности: *а*) активной; *б*) пассивной; *в*) активной с использованием отрицательной обратной связи

На рис. 3.7 *а* показан процесс развития во времени гигантского импульса при *активной модуляции добротности* (при условии, что добротность достаточно быстро изменяется от минимального значения до максимального). На рисунке представлены четыре функции от времени: $I(t)$ (мощность генерируемого излучения); $N(t) = n_2(t) - n_1(t)$; $Q(t)$ (добротность резонатора); $N_{пор}(t)$ (пороговое значение разности $n_2 - n_1$); заметим, что $N_{пор} \sim 1/Q$. В качестве начального выбран момент времени, когда график функции $N_{пор}(t)$ пересекается с графиком $N(t)$; именно в этот момент и начинается процесс генерации. Поскольку этот процесс начинается, как уже не раз подчеркивалось, от спонтанных переходов или, как говорят, *от уровня шумов*, то вначале он идет медленно. На рисунке хорошо видно, что вначале мощность излучения нарастает медленно, *линейно* во времени, причем этап *линейного развития* импульса оказывается относительно длительным — порядка 100 нс. Почти вся энергия гигантского импульса высвечивается на втором, относительно коротком (порядка 10 нс) этапе, называемом этапом *нелинейного развития*. Через t_1 обозначен промежуток времени, отвечающий этапу линейного, а через t_2 — нелинейного развития импульса. На первом этапе инверсная заселенность рабочих уровней практически не меняется; лишь на втором этапе функция $N(t)$ быстро уменьшается.

Для реализации режима генерации гигантских импульсов при *пассивной модуляции добротности* применяют просветляющиеся фильтры, характеризующиеся достаточно высокой плотностью поглощающих центров и относительно большим временем релаксации; кроме того, сечение вынужденных переходов в фильтре должно быть существенно больше сечения вынужденных переходов в активном элементе. Процесс развития гигантского импульса при использовании просветляющегося фильтра показан на рис. 3.7 *б*. Этот процесс начинается в тот момент, когда увеличивающаяся благодаря накачке функция $N(t)$ пересекается с функцией $N_{пор}(t)$. Последняя функция отражает зависимость от времени коэффициента резонансного

поглощения фильтра. В отличие от активной модуляции, в данном случае линейное развитие импульса происходит в условиях не *низких*, а, наоборот, *высоких* потерь, так как фильтр просветляется фактически лишь на этапе нелинейного развития импульса (одновременно с быстрым уменьшением функции $N(t)$). Поэтому длительность t_1 этапа линейного развития импульса оказывается при пассивной модуляции добротности примерно на порядок больше, чем при активной модуляции (теперь $t_1 \approx 1$ мкс). Что же касается длительности t_2 этапа нелинейного развития (длительности высвечиваемого импульса) и максимальной мощности импульса, то они остаются такими же, как и при активной модуляции добротности.

Увеличение длительности импульса за счет отрицательной обратной связи. Предположим, что управление потерями в резонаторе осуществляется следующим образом: когда мощность генерируемого излучения *нарастает*, потери *увеличиваются*, а когда мощность излучения *начинает спадать*, потери *уменьшаются*. В этом случае говорят о наличии *отрицательной* обратной связи.

Отрицательная обратная связь оказывает тормозящее воздействие на развитие процессов вынужденного испускания. Поэтому снятие инверсии в активной среде совершается за более длительное время. Это означает, что более длительное время протекает процесс формирования выходного светового импульса; *длительность импульса возрастает*, его максимальная мощность уменьшается.

Отрицательную обратную связь можно реализовать разными способами. Укажем один из них — способ, основанный на использовании *двухфотонного поглощения света* в полупроводнике. Предположим, что внутрь лазерного резонатора помещена пластинка полупроводника, ширина запрещенной зоны E_0 которого удовлетворяет условию $h\nu < E_0 < 2h\nu$, где ν — частота рабочего перехода в активной среде. Например, для лазеров с ионами неодима в качестве активных центров указанное условие выполняется при использовании арсе-

нита галлия и селенита кадмия. При относительно небольших интенсивностях излучение на частоте ν проходит сквозь полупроводниковую пластинку, не поглощаясь, поскольку энергия фотона $h\nu$ недостаточна для того, чтобы обеспечить квантовый переход электрона из валентной зоны в зону проводимости. Однако с увеличением интенсивности излучения появляется возможность того, что электрон в валентной зоне поглотит *сразу два фотона* и, приобретя энергию $2h\nu$, совершит переход в зону проводимости. Вероятность двухфотонного поглощения света увеличивается по мере возрастания его интенсивности. Это означает, что с ростом интенсивности излучения, генерируемого в активном элементе, увеличиваются (автоматически) потери, вносимые в резонатор полупроводниковой пластинкой; наблюдается явление *затемнения* полупроводника.

На рис. 3.7 *в* показан процесс развития светового импульса в импульсно накачиваемом лазере с активной модуляцией добротности, когда в резонатор, наряду с электрооптическим затвором, помещена пластинка полупроводника, затемняющегося под действием света на длине волны генерации. Благодаря автоматически действующей в данной схеме отрицательной обратной связи, гигантский импульс растягивается во времени; его длительность оказывается равной 0,1–1 мкс. Соответственно уменьшается и максимальная мощность импульса.

Генерация последовательности импульсов с высокой частотой следования. На практике часто требуется иметь управляемую регулярную последовательность световых импульсов, следующих друг за другом с достаточно высокой частотой. С этой целью используют лазеры с *непрерывной* накачкой. Для генерации последовательности импульсов в непрерывно накачиваемых лазерах сначала пытались применять оптико-механические (вращающиеся) модуляторы. Однако этот метод оказался малоинтересным из-за плохой воспроизводимости амплитуды излучения от одного генерируемого импульса к другому (что связано с плохой воспроизводимостью положения отражающей плоскости вращающегося элемента). Широкое признание получили появившиеся позднее акустооптические модуляторы.

Характерная частота следования импульсов при акустооптической модуляции добротности в непрерывно накачиваемом лазере составляет 10 кГц, длительность отдельного импульса — 0,1–1 мкс, мощность импульса в максимуме — порядка 10^3 Вт, средняя мощность генерируемого излучения — 1–10 Вт.

Повышению частоты следования импульсов препятствует тот факт, что каждый из импульсов должен пройти в своем развитии относительно длительный этап линейного развития (см. рис. 3.7). Если не принимать специальных мер, направленных на сокращение продолжительности этого этапа, то максимально достижимая частота следования импульсов оказывается равной примерно 50 кГц.

Значительно более высокая частота следования импульсов может быть реализована в непрерывно накачиваемом лазере, работающем в режиме *разгрузки резонатора* (*cavity-dumping*), называемом также режимом *модуляции нагрузки*. В этом случае используют высокодобротный резонатор, оба зеркала которого являются полностью отражающими. В резонаторе имеется быстродействующий модулятор (переключатель), который под действием внешнего сигнала выводит в течение коротких промежутков времени часть излучения из резонатора.

Допустим, что переключатель не включен, а накачка тем временем действует. В этих условиях происходит нарастание плотности поля излучения внутри резонатора (за счет преобладания процессов вынужденного испускания над процессами поглощения).

Непрерывно действующая накачка будет при этом все время поддерживать инверсную заселенность рабочих уровней над порогом генерации. В данном случае генерация фактически уже идет, однако излучение заперто внутри резонатора. Когда на короткое время включается переключатель, из резонатора

выводится короткий световой импульс — резонатор частично «разгружается» от накопившегося в нем излучения.

Сопоставим режимы активной модуляции добротности и разгрузки резонатора. В первом случае плотность поля излучения внутри резонатора в исходном состоянии (когда добротность низка) очень мала; лазер находится *ниже* порога генерации. При переключении добротности начинается развитие генерации, одновременно формируется выходной импульс, высвечиваемый через полупрозрачное зеркало резонатора. Формирование импульса начинается от уровня шумов, что и обуславливает длительный этап линейного развития. В отличие от режима модуляции добротности, режим разгрузки резонатора характеризуется высокой добротностью резонатора в исходном состоянии; лазер находится *выше* порога генерации. До того как выходной импульс начнет формироваться, генерация *уже идет*, и резонатор наполнен фотонами. Подчеркнем: если в режиме модуляции добротности генерация начинается *после* подачи управляющего сигнала на модулятор, то в режиме разгрузки резонатора модулятор (переключатель) включается в *уже* генерирующем лазере. Это существенно *сокращает* процесс формирования выходного импульса (в развитии импульса нет этапа линейного развития). В результате появляется возможность реализации более высоких частот следования световых импульсов.

Типичные характеристики режима разгрузки резонатора: частота следования импульсов — 100 кГц – 10 МГц, длительность отдельного импульса — 10–100 нс, средняя мощность генерируемого излучения — 1–10 Вт.

Лекция двенадцатая

3.4. Сверхкороткие (пикосекундные) импульсы

Рассмотрим отдельно режим *синхронизации продольных мод*, позволяющий генерировать последовательность сверхкоротких световых импульсов, имеющих длительность 1–10 пс (10^{-12}–10^{-11} с) и мощность в максимуме до 10^{12} Вт.

Режим синхронизации продольных мод. Продольные моды располагаются по шкале частот эквидистантно — расстояние между любыми соседними модами постоянно: $\Delta\nu' = c/2Ln$ (см. (1.55)). На ширине $\Delta\nu$ линии усиления помещается $m = \Delta\nu/\Delta\nu'$ продольных мод. Предположим, что эти моды *синхронизованы по фазе*, т. е. разность фаз двух любых соседних мод постоянна. В этом случае будет происходить *взаимная интерференция мод* (употребляется также термин «сцепление мод» — *mode locking*), в результате чего возникает последовательность сверхкоротких световых импульсов. Длительность τ отдельного импульса определяется шириной линии усиления, или, иначе говоря, числом синхронизованных мод:

$$\tau \approx \frac{1}{\Delta\nu} \approx \frac{1}{m\Delta\nu'}. \tag{3.9}$$

Мощность сверхкороткого импульса оказывается примерно в m раз больше мощности излучения в отсутствие синхронизации мод. Период следования сверхкоротких импульсов

$$T \approx \frac{1}{\Delta\nu'} = \frac{2Ln}{c}. \tag{3.10}$$

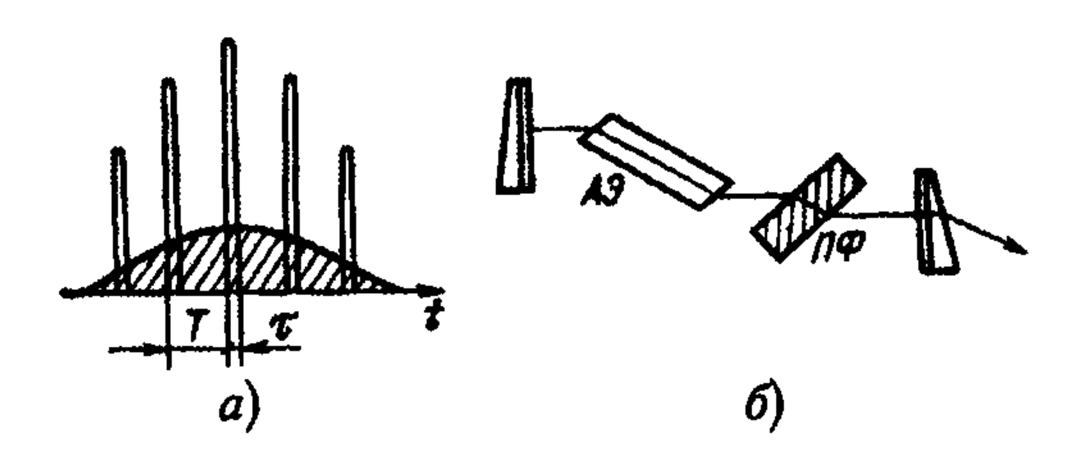


Рис. 3.8. Режим синхронизации продольных мод: *а*) гигантский импульс и последовательность сверхкоротких импульсов; *б*) резонатор, в котором предотвращена селекция продольных мод (*АЭ* — активный элемент; *ПФ* — просветляющийся фильтр, используемый при пассивной синхронизации мод)

Ширина линии усиления для твердотельных неодимовых лазеров составляет примерно 10^{10} Гц, а для лазеров на органических красителях — около 10^{12}–10^{13} Гц. Полагая $\Delta\nu' \approx 10^7$ Гц, получаем отсюда, что максимально возможное число продольных мод равно для указанных лазеров соответственно 10^3 и 10^{12}–10^{13}.

На рис. 3.8 *а* дано приблизительное (без строгого учета количественных соотношений) сопоставление гигантского импульса и последовательности сверхкоротких импульсов в лазере с импульсной накачкой. На рисунке показано превращение гигантского импульса (он на рисунке заштрихован) в последовательность сверхкоротких импульсов при синхронизации продольных мод.

Реализация режима синхронизации продольных мод. Прежде всего необходимо выбрать активную среду с достаточно *широкой* линией люминесценции. Это могут быть, например, кристалл или стекло, активированные неодимом. Еще более предпочтительны растворы органических красителей. Затем следует принять меры к *предотвращению селекции продольных мод* (в данном случае принципиально важен *многочастотный* режим генерации). Речь идет об интерференционной селекции мод, которая всегда происходит в обычных резонаторах благодаря наличию в них ряда дополнительных отражающих плоскостей, например торцов активного элемента, подложек зеркал и т. п. Для предотвращения интерференционной селекции мод стремятся устранить дополнительные отражающие плоскости. С этой целью зеркальные покрытия наносят на клиновидные подложки, а торцы активного элемента срезают под углом Брюстера (см. рис. 3.8 *б*).

Наконец, необходимо *синхронизировать* продольные моды, иными словами, *связать их по фазе*. Применяется как *активная*, так и *пассивная* синхронизация. Из активных способов синхронизации наиболее широко используют *акустооптический*. Как и в акустооптическом затворе, в акустооптическом синхронизаторе происходит рассеяние света на ультразвуковой волне (правда, уже не на бегущей, а на стоячей). Акустооптический синхронизатор модулирует во времени потери в резонаторе практически по закону синуса; период модуляции подбирают равным времени T, определяемому соотношением (3.10). Периодическая модуляция амплитуды излучения, реализуемая на частоте $1/T$, превращает моду, имеющую частоту ν_1, в три синфазные моды — на частотах ν_1, $\nu_1 + 1/T$, $\nu_1 - 1/T$. Частоты $\nu_1 \pm 1/T$ совпадают с частотами мод, являющихся соседними по отношению к рассматриваемой моде с частотой ν_1. В результате и происходит синхронизация продольных мод.

При *пассивной* синхронизации продольных мод внутрь резонатора лазера помещают просветляющийся фильтр (рис. 3.8 *б*). Существенно, что время релаксации фильтра должно быть заметно меньше T. Можно показать, что использование такого фильтра приводит, как и при активной синхронизации, к периодической во времени амплитудной модуляции излучения и, как следствие, к связыванию мод по фазе.

Выделение мощного светового импульса из начального профиля интенсивности поля излучения. Существует наглядное объяснение того, как возникают сверхкороткие световые импульсы в лазере с быстро релаксирующим просветляющимся фильтром. На этапе, предшествующем просветлению фильтра, внутри резонатора формируется поле излучения, вре-

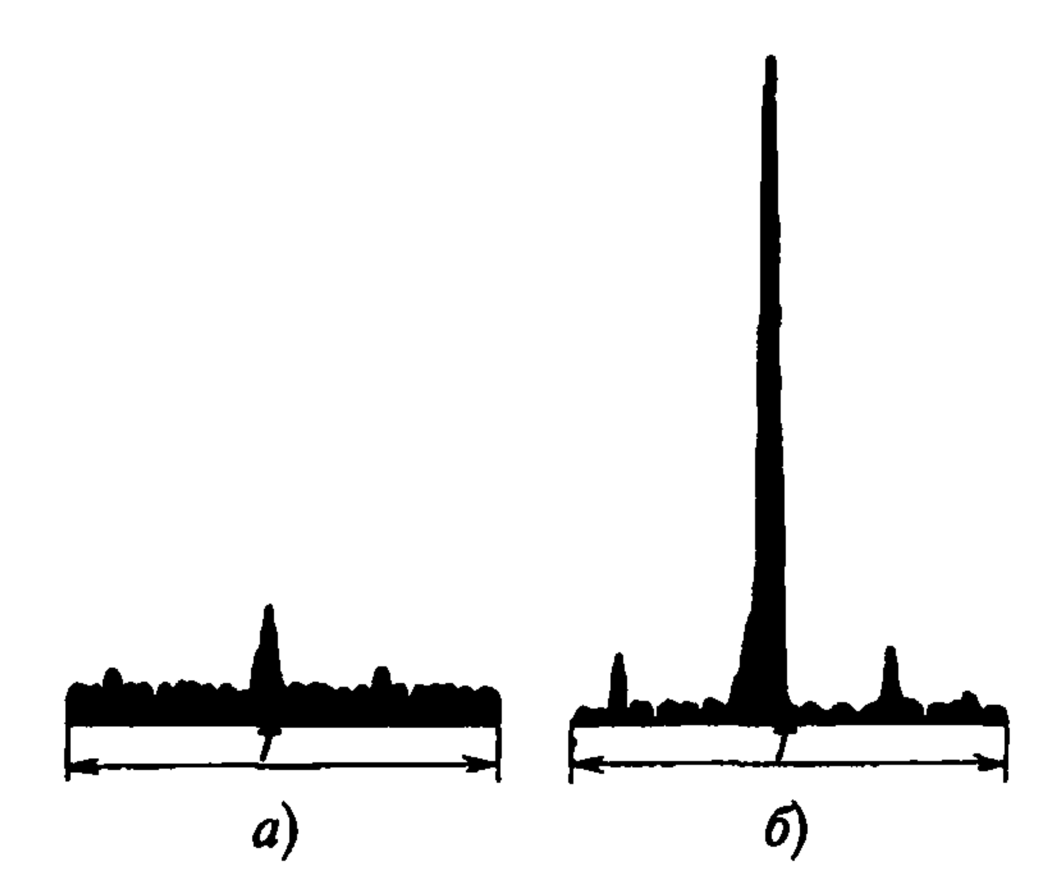


Рис. 3.9. Характерный исходный профиль поля на периоде резонатора (*а*) и конечный профиль поля (*б*)

менной профиль которого содержит многочисленные *флуктуации интенсивности* разной амплитуды. Этот профиль приблизительно повторяется через промежуток времени, равный времени обхода излучением резонатора (иначе говоря, равный времени двойного прохода (туда и обратно) излучения по резонатору). Из (3.10) видно, что указанный промежуток времени как раз и есть параметр T — его называют *периодом резонатора*.

Характерный исходный профиль поля на периоде резонатора показан на рис. 3.9 *а*. Видно, что он содержит один ярко выраженный импульс. На стадии просветления фильтра именно этот импульс и пройдет сквозь фильтр, а следовательно, дополнительно усилится за очередной проход через активный элемент. Если фильтр быстро релаксирует, то он тут же «захлопывается» за указанным импульсом и тем самым «преграждает дорогу» менее выраженным флуктуациям интенсивности поля излучения. Таким образом, быстро релаксирующий фильтр обладает способностью *выделять* (как говорят, *подчеркивать*) наиболее интенсивные флуктуации поля излучения, возникшие в исходном профиле, и, напротив, *подавлять* остальные,

менее интенсивные флуктуации. В результате профиль поля излучения от одного периода резонатора к другому будет постепенно деформироваться — энергия, заключенная во всевозможных флуктуациях, будет перераспределяться, сосредоточиваясь в одном импульсе: будет происходить возрастание интенсивности этого импульса и одновременно уменьшение его длительности. Конечный профиль поля излучения, сформировавшийся уже на стадии просветления фильтра, показан на рис. 3.9 *б*. Хорошо виден характер изменения профиля в результате взаимодействия излучения с фильтром в процессе просветления последнего.

Итак, при наличии внутри резонатора малоинерционного фильтра может реализоваться картина «гуляющего» по резонатору (от зеркала к зеркалу) одиночного светового импульса. Амплитуда импульса вначале растет, а затем (по мере того как исчерпывается переданная активному элементу энергия импульса накачки) постепенно убывает. Регулярно, через промежуток времени T, этот импульс подходит к выходному зеркалу резонатора и всякий раз частично высвечивается. В результате выходное излучение лазера будет иметь характер регулярной последовательности световых импульсов, следующих друг за другом через промежуток времени T (рис. 3.10 *а*).

В реальных условиях описанная идеальная картина может не иметь места. Во-первых, фильтр может не успеть «захлопнуться» перед близко следующим более слабым импульсом. Тогда будет наблюдаться последовательность выходных световых импульсов, показанная на рис. 3.10 *б*. Во-вторых, флуктуационная природа исходного профиля поля излучения может

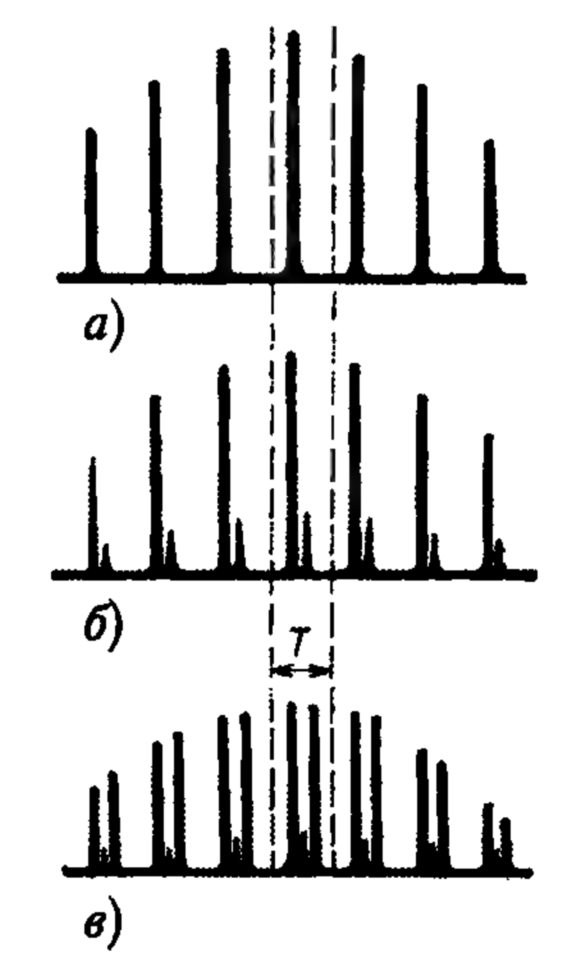


Рис. 3.10. Последовательность сверхкоротких импульсов при полной (*а*) и неполной (*б*, *в*) синхронизации мод

привести к возникновению двух или более одинаково интенсивных начальных импульсов, которые в равной мере будут подчеркиваться фильтром. В результате за период резонатора сформируется не один, а два или более интенсивных коротких импульсов (рис. 3.10 *в*).

Примечание. Изложенное описание явления генерации сверхкоротких световых импульсов в лазере с просветляющимся фильтром может быть названо *временны́м описанием.* При таком описании процесс формирования последовательности сверхкоротких импульсов рассматривается как процесс регулярного (повторяющегося через время T) высвечивания части энергии мощного флуктуационного выброса в профиле поля, выделенного и подчеркнутого просветляющимся фильтром. Картина «гуляющего» внутри резонатора мощного импульса может использоваться и при рассмотрении активной синхронизации мод. Напомним, что потери, вносимые акустооптическим синхронизатором, промодулированы во времени с периодом T. «Гуляющий» внутри резонатора импульс будет проходить сквозь синхронизатор всякий раз в момент времени, отвечающий наименьшим потерям.

Наряду с указанным способом описания используется *спектральное описание* данного режима генерации, когда процесс формирования последовательности импульсов рассматривается как результат интерференции большого числа эквидистантных по частоте продольных мод со связанными фазами.

3.5. Управление пространственной структурой поля излучения

Селекция основной поперечной моды. Под термином «пространственная структура поля» понимают характер распределения плотности потока излучения в плоскости поперечного сечения светового пучка. Пространственная структура поля лазерного излучения определяется, главным образом, набором генерируемых *поперечных мод.* Характер структуры поля для различных поперечных мод отражает рис. 1.18, где показана структура светового пятна, наблюдаемого для нескольких мод на поверхности зеркала лазерного резонатора.

Часто желательно обеспечить генерацию лишь одной поперечной моды — *основной* моды TEM_{00}. В этом случае реализуется наиболее равномерное распределение плотности потока по сечению пучка и достигается наименьшая расходимость пучка. Поле моды TEM_{00} в наибольшей степени (по сравнению с другими поперечными модами) сконцентрировано вблизи оси резонатора. Поэтому наиболее простой способ селекции моды TEM_{00} предполагает внесение внутрь резонатора *диафрагмы* (экрана с отверстием с центром на оси резонатора). Появление в резонаторе диафрагмы вносит определенные потери. Для моды TEM_{00} эти потери оказываются *наименьшими* (вследствие концентрации поля вблизи оси резонатора). Подбирая для диафрагмы апертуру и положение на оси резонатора, можно обеспечить генерацию моды TEM_{00} и в то же время предотвратить генерацию остальных поперечных мод.

Использование неустойчивых резонаторов. В свое время считали, что лазерная генерация при использовании неустойчивого резонатора невозможна, поскольку такой резонатор *не удерживает* внутри себя излучение. Однако исследования продемонстрировали жизнеспособность лазеров с неустойчивыми резонаторами. Как оказалось, такие резонаторы можно использовать тогда, когда активная среда обладает достаточно большим усилением — не ниже 10–20 % на проход по резонатору. При этом был обнаружен ряд преимуществ неустойчивых резонаторов перед устойчивыми.

Одно из таких преимуществ — повышенные *селективные* свойства неустойчивых резонаторов, формирующих световые пучки высокой степенью когерентности. С точки зрения селекции основной поперечной моды выгодно обеспечить условия, при которых дифракционные потери относительно велики, поскольку дифракция приводит к срыву генерации прежде всего поперечных мод более высоких порядков. Для неустойчивых резонаторов дифракционные потери *всегда велики*: в этих резонаторах указанные потери выступают в роли излучательных. Поэтому неудивительно, что лазер с неустойчивым резона-

тором генерирует обычно только основную поперечную моду TEM_{00}. При этом часто достигается предельно малая расходимость светового пучка, определяемая апертурой самого пучка (так называемая *дифракционная расходимость*):

$$\varphi_{д} = 1{,}22\,\frac{\lambda}{d}, \tag{3.11}$$

где $\varphi_{д}$ — угол расходимости светового пучка, λ — длина волны излучения, d — диаметр светового пучка.

В качестве примера на рис. 2.30 был показан неустойчивый резонатор телескопического типа. Как уже отмечалось, из такого резонатора выходит излучение с практически плоским фронтом (с точностью до дифракционной расходимости).

Аподизирующие диафрагмы. Дифракция светового пучка при его прохождении через любую площадку ограниченных размеров (будь то диафрагма или торец активного элемента или что-то иное) может приводить при больших мощностях излучения к заметным нарушениям однородного характера распределения плотности потока по сечению пучка. Могут возникать интерференционные кольца и полосы и, как следствие, значительные локальные увеличения плотности потока. Чтобы предотвратить это явление, применяют так называемые *аподизирующие диафрагмы* («мягкие апертуры»). Пропускание таких диафрагм спадает на краях плавно, постепенно, а не скачком, как у обычных («жестких») апертур. Аподизирующие диафрагмы изготовляют, применяя напыление на подложку поглощающего слоя переменной толщины.

Аналогом аподизирующих диафрагм являются применяемые в неустойчивых резонаторах *зеркала со сглаженным краем*, т. е. зеркала, у которых коэффициент отражения спадает на краях не скачком, а плавно. Такие зеркала существенно уменьшают дифракционные эффекты на крае выходного зеркала неустойчивого резонатора.

Лекция тринадцатая

3.6. Преобразование частоты излучения в нелинейной среде

Нелинейная поляризация среды. В долазерной оптике справедливо считалось, что характеристики среды *не зависят* от интенсивности света, проходящего через среду. Нелазерные источники света обеспечивали напряженность светового поля не выше примерно 10^5 В/м, внутриатомные же поля характеризуются напряженностями 10^8–10^{12} В/м. При таком «соотношении сил» световая волна не может сколь-либо заметно повлиять на внутриатомные поля, а следовательно, и на характеристики вещества. Поэтому отклик среды (поляризация P) на внешнее воздействие (напряженность поля световой волны E) оказывается *линейным*:

$$P = \alpha E, \tag{3.12}$$

где α — диэлектрическая восприимчивость среды. Отсюда и происходит термин «линейная оптика», используемый в применении к долазерной (некогерентной) оптике.

С появлением лазера ситуация радикально изменилась. Высокая степень когерентности лазерного излучения позволяет осуществлять необычайно сильную пространственную концентрацию световой мощности. На практике это реализуется благодаря малой расходимости излучения и возможности получать световые импульсы с очень высокой мощностью в максимуме. Лазеры позволяют получать световые поля напряженностью до 10^{10}–10^{11} В/м — теперь напряженность поля световой волны уже сопоставима с напряженностью внутриатомных

полей. В результате диэлектрическая восприимчивость оказывается функцией от напряженности поля волны. Как показывает теория, эта функция может быть представлена в виде суммы быстро убывающих слагаемых:

$$\alpha(E) = \alpha_0 + \alpha_1 E + \alpha_2 E^2 + \ldots, \qquad (3.13)$$

где $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \ldots$ — параметры данной среды, характеризующие ее поляризуемость. Ограничимся в (3.13) двумя слагаемыми в правой части соотношения. В этом случае (3.12) принимает вид

$$P = \alpha(E)E = \alpha_0 E + \alpha_1 E^2. \qquad (3.14)$$

Существенно, что соотношение (3.14) является *нелинейным* относительно напряженности светового поля. Отклик среды на внешнее воздействие оказывается теперь нелинейным. Отсюда происходят термины «нелинейная оптика», «нелинейная среда». Слагаемое

$$P_{\text{нл}} = \alpha_1 E^2 \qquad (3.15)$$

в соотношении (3.14) называют *нелинейной поляризацией* среды, а параметр α_1 — *нелинейной восприимчивостью*.

Взаимодействия световых волн в нелинейных средах. Предположим, что по нелинейной среде (среде с нелинейной поляризацией) бежит вдоль оси z со скоростью v_1 плоская монохроматическая световая волна с частотой ν. Уравнение такой волны

$$E_1(z,t) = E_{01} \cos\left[2\pi\nu\left(t - \frac{z}{v_1}\right)\right]. \qquad (3.16)$$

Подставляя (3.16) в (3.15) и используя соотношение

$$\cos^2\beta = \frac{1+\cos 2\beta}{2},$$

получаем

$$P_{\text{нл}}(z,t) = \frac{1}{2}\,\alpha_1 E_{01}^2 + \frac{1}{2}\,\alpha_1 E_{01}^2 \cos\left[4\pi\nu\left(t - \frac{z}{v_1}\right)\right]. \qquad (3.17)$$

Видно, что по среде распространяется в том же направлении и с той же скоростью *волна поляризации*, характеризующаяся, однако, частотой, равной не ν, а 2ν. Волну поляризации можно рассматривать как своеобразную «излучающую антенну», бегущую по среде со скоростью v_1. При определенных условиях эта «антенна» может приводить к излучению новой световой волны. Частота *переизлученной световой волны* будет равна частоте волны поляризации. Уравнение переизлученной световой волны запишем в виде

$$E_2(z,t) = E_{02} \cos\left[4\pi\nu\left(t - \frac{z}{v_2}\right)\right]. \qquad (3.18)$$

Амплитуда E_{02} выражается через амплитуду E_{01} и нелинейную восприимчивость α_1, а также через другие параметры среды. Скорость v_2 переизлученной волны отличается от скорости v_1 исходной световой волны, поскольку показатель преломления зависит от частоты: в соответствии с (1.2)

$$v_1 = \frac{c}{n(\nu)}; \quad v_2 = \frac{c}{n(2\nu)}. \qquad (3.19)$$

Итак, в нелинейной среде световая волна частоты ν, взаимодействуя сама с собой (через посредство волны нелинейной поляризации), может порождать новую световую волну с частотой 2ν (так называемую *вторую оптическую гармонику*). Говоря о том, что световая волна взаимодействует сама с собой, мы мысленно представляем эту волну в виде двух волн одинаковой частоты.

Картина взаимодействия световых волн в нелинейной среде будет более четкой, если в качестве исходных взять две волны на разных частотах, например, ν_1 и ν_2. Запишем уравнение волны, представляющей собой суперпозицию этих волн:

$$E(z,t) = E_{01} \cos\left[2\pi\nu_1\left(t - \frac{z}{v_1}\right)\right] + E_{02} \cos\left[2\pi\nu_2\left(t - \frac{z}{v_2}\right)\right]. \qquad (3.20)$$

Подставляя (3.20) в (3.15), получаем

$$P_{\text{нл}}(z,t) = \alpha_1 E_{01}^2 \cos^2\left[2\pi\nu_1\left(t-\frac{z}{v_1}\right)\right] +$$

$$+\alpha_1 E_{02}^2 \cos^2\left[2\pi\nu_2\left(t-\frac{z}{v_2}\right)\right] +$$

$$+2\alpha_1 E_{01}E_{02}\cos\left[2\pi\nu_1\left(t-\frac{z}{v_1}\right)\right]\cos\left[2\pi\nu_2\left(t-\frac{z}{v_2}\right)\right]. \quad (3.21)$$

Учитывая далее соотношения

$$\cos^2\beta = \frac{1+\cos 2\beta}{2}, \quad \cos\beta\cos\gamma = \frac{\cos(\beta+\gamma)+\cos(\beta-\gamma)}{2},$$

заключаем отсюда, что волна нелинейной поляризации, описываемая выражением (3.21), есть суперпозиция волн на частотах $2\nu_1$, $2\nu_2$, $\nu_1+\nu_2$, $\nu_1-\nu_2$. Такие же частоты будут иметь и переизлученные световые волны. Таким образом, взаимодействие световых волн на частотах ν_1 и ν_2 в среде с нелинейной поляризацией (3.15) может приводить к появлению (генерации) переизлученных световых волн на суммарной $(\nu_1+\nu_2)$ и разностной $(\nu_1-\nu_2)$ частотах, а также на частотах $2\nu_1$ и $2\nu_2$.

Генерация второй оптической гармоники в нелинейном кристалле. Выше отмечалось, что при *определенных* условиях волна нелинейной поляризации (уравнение волны (3.17)) может порождать вторую оптическую гармонику — переизлученную световую волну на частоте 2ν (уравнение волны (3.18)). Каковы же эти условия?

Напомним, что волна поляризации распространяется по среде со скоростью $v_1 = c/n(\nu)$, а волна второй гармоники — со скоростью $v_2 = c/n(2\nu)$. Чтобы передача энергии от волны поляризации к переизлученной световой волне происходила достаточно эффективно, необходимо совпадение скоростей обеих волн. Это требование означает, что должно выполняться условие

$$n(\nu) = n(2\nu), \quad (3.22)$$

которое называют *условием волнового синхронизма*.

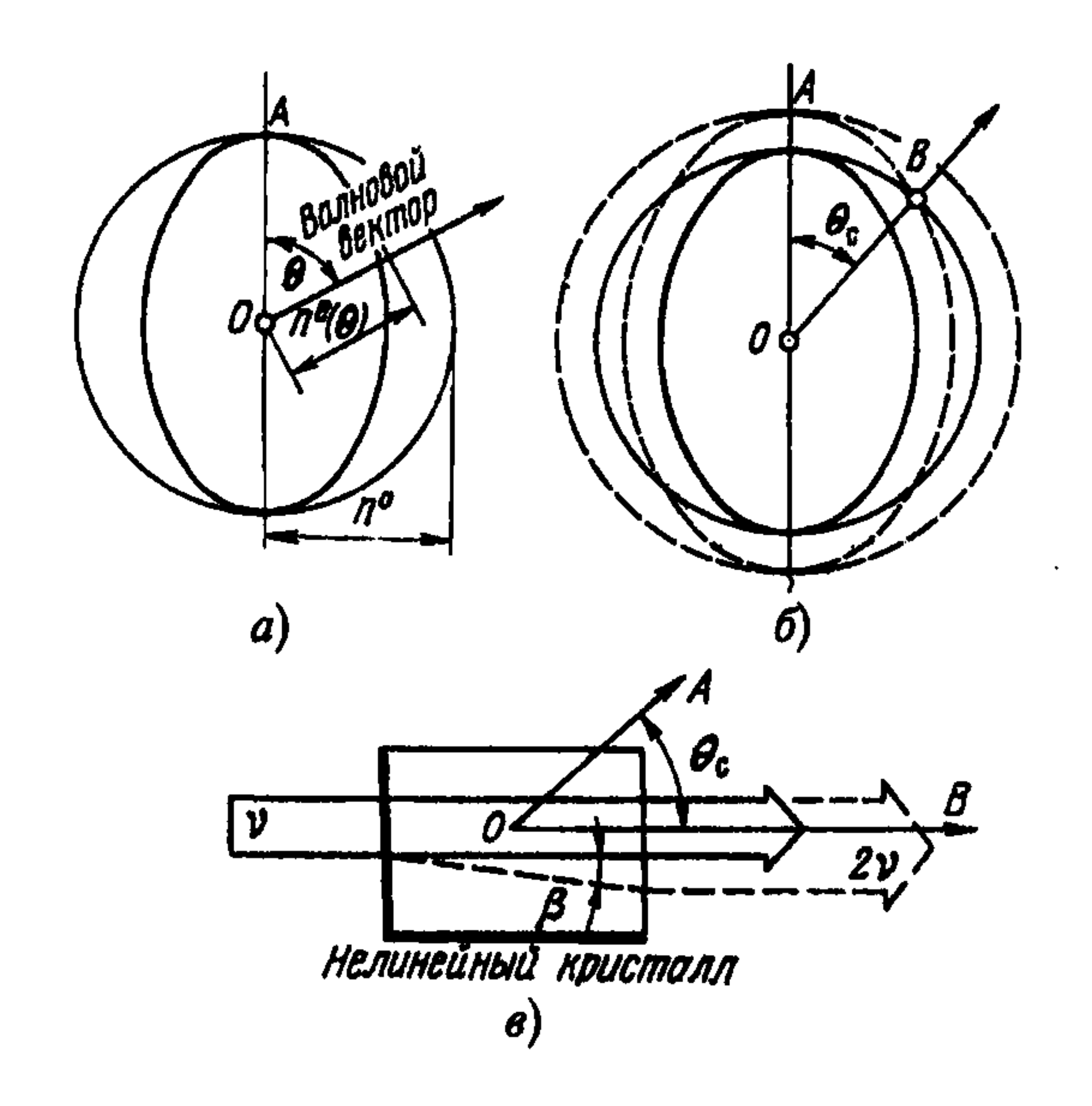


Рис. 3.11. Генерация второй оптической гармоники в нелинейном кристалле

Однако каким образом можно обеспечить выполнение этого условия? Ответ на этот вопрос оказался довольно интересным. Он основан на использовании зависимости показателя преломления света от направления в кристалле. Ранее отмечалось, что, попадая в кристалл, световая волна превращается в две волны, имеющие разные скорости. В большой группе кристаллов (их называют *одноосными кристаллами*) одна из указанных световых волн именуется *обыкновенной*, а другая *необыкновенной*. Показатель преломления для обыкновенной волны не зависит от направления ее распространения, тогда как показатель преломления необыкновенной волны зависит от направления. Говоря о направлении распространения световой волны, мы подразумеваем направление ее *волнового вектора*, в каждой точке пространства этот вектор ориентирован перпендикулярно к волновому фронту.

На рис. 3.11 *а* показано сечение поверхностей показателя преломления для обыкновенной (окружность) и необыкно-

венной волн (эллипс). Прямая OA есть *оптическая ось* кристалла. Указанные поверхности образуют в пространстве соответственно сферу и эллипсоид вращения вокруг оси OA. Если световая волна распространяется вдоль оптической оси кристалла, то в этом случае она не «расщепляется» на обыкновенную и необыкновенную волны. Если же волновой вектор образует с осью OA некоторый угол θ, то упомянутое «расщепление» происходит: при этом показатель преломления для обыкновенной волны равен n^o, а для необыкновенной $n^e(\theta)$. Заметим, что индекс «o» для обыкновенной волны есть начальная буква английского слова *ordinary* («обыкновенный»), а индекс «e» для необыкновенной волны — начальная буква слова *extraordinary* («необыкновенный»). Плоскость, проходящая через волновой вектор и оптическую ось кристалла, есть так называемая *плоскость главного сечения кристалла* (это как раз и есть плоскость рис. 3.11 *а*).

Необыкновенная волна поляризована в плоскости главного сечения, а обыкновенная перпендикулярно к этой плоскости.

Показанное на рис. 3.11 *а* сечение поверхностей показателя преломления соответствует некоторой частоте излучения ν. Предположим теперь, что частота излучения увеличилась вдвое. Показатель преломления обычно растет с увеличением частоты, следовательно, как-то увеличатся размеры сферы и эллипсоида, представляющих собой поверхности показателя преломления. На рис. 3.11 *б* сопоставляются сечения указанных поверхностей для частоты ν (непрерывные кривые) и частоты 2ν (штриховые кривые). Из рисунка видно, что штриховой эллипс пересекается с непрерывной окружностью, одна из точек пересечения есть точка B. Это означает, что при распространении световых волн в кристалле вдоль направления OB выполняется условие волнового синхронизма:

$$n^o(\nu) = n^e(2\nu). \qquad (3.23)$$

Направление OB называют *направлением синхронизма*, а угол θ_c — *углом синхронизма*. Для данного направления показатель преломления *обыкновенной* волны на частоте ν равен показателю преломления *необыкновенной* волны на частоте 2ν.

Итак, условие волнового синхронизма оказывается выполненным, если световые волны распространяются в кристалле под углом θ_c к его оптической оси и если, кроме того, падающая на кристалл волна поляризована перпендикулярно к плоскости главного сечения, т. е. представляет собой обыкновенную волну. Следовательно, необходимо вырезать кристаллический образец так, как это показано на рис. 3.11 *в* (OA — оптическая ось кристалла, OB — направление распространения световых волн), и позаботиться о соответствующей поляризации света, падающего на кристалл. Плоскость рисунка есть плоскость главного сечения; волна второй гармоники поляризована в этой плоскости, волна основного излучения поляризована перпендикулярно к ней. Непрерывными линиями на рисунке выделен световой пучок на частоте ν, а штриховыми — на частоте 2ν. Двулучепреломление приводит к тому, что световой пучок второй гармоники испытывает некоторый *снос* в поперечном направлении, характеризуемый углом β, который называют *углом анизотропии* (несмотря на этот снос, волновой вектор второй гармоники направлен так же, как и волновой вектор основного излучения — вдоль прямой OB). Отмеченный снос приводит к уменьшению отношения мощности второй гармоники к мощности излучения, падающего на кристалл (это отношение называют *эффективностью* преобразования во вторую гармонику). Снос отсутствует ($\beta = 0$) при так называемом *90-градусном синхронизме* — когда $\theta_c = 90°$.

Генерация четвертой оптической гармоники. Четвертая гармоника может быть получена в результате удвоения частоты, второй гармоники. Для этого можно воспользоваться оптической схемой, показанной на рис. 3.12.

Поляризованное лазерное излучение, имеющее частоту ν, сначала проходит через кристалл K-1, в котором генерируется

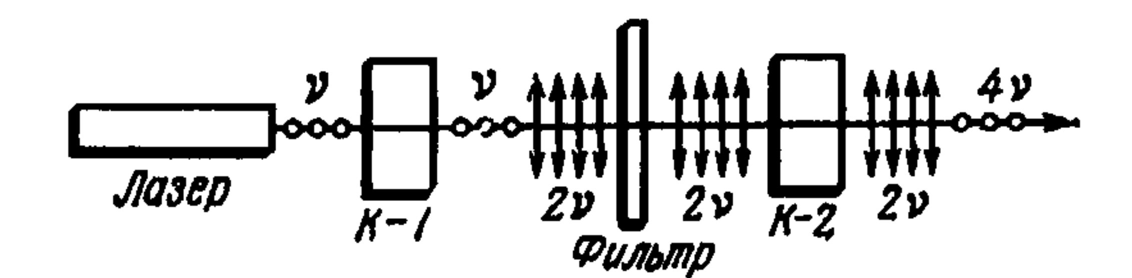


Рис. 3.12. Генерация четвертой оптической гармоники

вторая гармоника; при последующем прохождении второй гармоники через кристалл *К*-2 генерируется четвертая гармоника. Между кристаллами находится фильтр, пропускающий излучение на частоте 2ν и не пропускающий излучение на частоте ν. Плоскости главного сечения кристаллов взаимно перпендикулярны. Предположим, что излучение на частоте ν поляризовано перпендикулярно к плоскости рисунка — в этом случае оптическая ось кристалла *К*-1 должна находиться в плоскости рисунка, тогда как оптическая ось кристалла *К*-2 — в плоскости, перпендикулярной к плоскости рисунка. В кристалле *К*-1 излучение на частоте ν есть обыкновенная волна, а излучение на частоте 2ν — необыкновенная волна. В кристалле *К*-2 излучение на частоте 2ν есть обыкновенная волна, а излучение на частоте ν — необыкновенная волна.

Примечание. Используя нелинейные кристаллы, можно реализовать генерацию не только второй или четвертой гармоник лазерного излучения. Например, на основе взаимодействия второй гармоники с излучением на основной частоте можно получить излучение на суммарной частоте ($2\nu+\nu = 3\nu$) — третью гармонику. В принципе возможно получение гармоники произвольной кратности. Следует, однако, иметь в виду, что с возрастанием порядка гармоники очень быстро падает ее мощность. Так, если эффективность преобразования во вторую гармонику составляет 20 %, то эффективность преобразования в четвертую гармонику в схеме, показанной на рис. 3.12, составит не более 4 %. Это означает, что отношение мощности четвертой гармоники к мощности исходного лазерного излучения равно всего лишь 0,04.

Генераторы оптических гармоник. Генерация оптических гармоник (умножение оптических частот, а также сложение частот) развивается как научно-техническое направление уже

более 15 лет. Многие генераторы оптических гармоник производятся промышленностью. Они базируются на развитой технологии получения разнообразных и эффективных нелинейных кристаллов, обладающих нелинейной восприимчивостью, позволяющей при определенных условиях реализовать эффективность преобразования во вторую гармонику, равную 20–60 %. Эти кристаллы характеризуются значительным двулучепреломленнем, позволяющим осуществлять волновой синхронизм в достаточно широком спектральном диапазоне основного излучения. Они характеризуются также относительно высокими значениями коэффициента прозрачности и стойкостью к интенсивному лазерному излучению. В качестве примера укажем кристаллы дигидрофосфата калия (KH_2PO_4), называемые условно кристаллами KDP; дигидрофосфата аммония ($NH_4H_2PO_4$), называемые кристаллами ADP; дигидроарсената цезия (CsH_2AsO_4), называемые кристаллами CDA; дидейтероарсената цезия (CsD_2AsO_4), называемые кристаллами DCDA; ниобата лития ($LiNb_3$); йодата лития ($LiJO_3$); ниобата барияннатрия ($Ba_2NaNb_5O_{15}$).

Значительный прогресс в создании эффективных умножителей оптической частоты связан с появлением лазеров на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом. Излучение этих лазеров (1,064 мкм) оказалось весьма подходящим для эффективной генерации гармоник в видимом (0,532 мкм; вторая гармоника) и ультрафиолетовом (0,266 мкм; четвертая гармоника) диапазонах. Суммарная частота лазера на гранате с неодимом и лазера на красителе попадает в практически важный сине-фиолетовый участок спектра, где генерация мощного когерентного излучения традиционным способом затруднена.

Широко развиваются методы *внутрирезонаторной* генерации оптических гармоник — когда нелинейный кристалл помещается внутри резонатора лазера, в активном элементе которого генерируется излучение основной частоты. Для лазеров с непрерывной накачкой, где мощность выходного излучения существенно меньше мощности излучения внутри резонатора,

такие методы позволяют значительно повысить эффективность преобразования во вторую гармонику.

Плавная перестройка частоты излучения при помощи параметрического генератора света. Выше отмечалось, что в нелинейной среде взаимодействие световых волн на частотах ν_1 и ν_2 может приводить к появлению переизлученной волны на разностной частоте $\nu_1 - \nu_2$. Соответствующее этому процессу *условие волнового синхронизма* требует, чтобы сумма волновых векторов волн на частотах ν_1 и $\nu_1 - \nu_2$ была равна волновому вектору волны на частоте ν_1. Если полагать, что все три волновых вектора направлены вдоль одной прямой, и учесть, что волновой вектор k для волны на частоте ν есть

$$k = \frac{2\pi\nu}{v} = \frac{2\pi\nu n(\nu)}{c}, \qquad (3.24)$$

то упомянутое условие синхронизма можно представить в виде

$$\nu_2 n(\nu_2) + (\nu_1 - \nu_2) n(\nu_1 - \nu_2) = \nu_1 n(\nu_1). \qquad (3.25)$$

Примечание. Генерацию второй гармоники можно рассматривать как результат взаимодействия двух световых волн, имеющих одну и ту же частоту (пусть это будет частота ν). Волновой синхронизм в данном случае означает, что сумма волновых векторов волн на частоте ν должна равняться волновому вектору волны на частоте 2ν. Полагая, что все волновые векторы направлены вдоль одной и той же прямой и учитывая (3.24), представим условие волнового синхронизма для генерации второй гармоники в виде, аналогичном (3.25): $\nu n(\nu) + \nu n(\nu) = 2\nu n(2\nu)$. Отсюда приходим к уже известному соотношению (3.22).

Поместим нелинейный кристалл внутрь оптического резонатора таким образом, чтобы *направление синхронизма для рассматриваемой комбинации частот ν_2 и $\nu_1 - \nu_2$ совпадало с оптической осью резонатора*. В этом случае фотонные состояния с энергиями $h\nu_2$ и $h(\nu_1 - \nu_2)$ оказываются *выделенными* (согласно терминологии, введенной в § 1.5). Запустим в такой резонатор вдоль его оси когерентную световую волну от лазера на частоте ν_1 — так называемую *волну накачки*. Волна

накачки должна быть достаточно интенсивной для того, чтобы могли проявиться нелинейные свойства кристалла и чтобы был превышен уровень потерь для выделенных фотонных состояний. Кроме того, в соответствии с требованиями волнового синхронизма волна накачки должна быть для данного кристалла либо необыкновенной, либо обыкновенной, т. е. она должна быть соответствующим образом поляризована. Если все эти требования выполнены, то за счет энергии волны накачки могут возникнуть когерентные световые волны на частотах ν_2 и $\nu_1 - \nu_2$. Волна на частоте $\nu_1 - \nu_2$ есть результат происходящего в нелинейном кристалле взаимодействия мощной волны накачки (ν_1) со слабым сигналом на частоте ν_2, который выделяется из всегда имеющегося в наличии шума. Соответственно, волна на частоте ν_2 — результат взаимодействия волны накачки со слабым сигналом на частоте $\nu_1 - \nu_2$, присутствующим в шумовом поле. Это есть явление *параметрической генерации света*: световая волна на частоте ν_1 преобразуется в две световых волны — на частотах ν_2 и $\nu_1 - \nu_2$. На практике это преобразование оказывается неполным: обычно преобразуется не более 40–50 % мощности волны накачки. Как и в лазере, генерация рассматриваемых световых волн начинается *от уровня шумов*, при этом частота ν_2 (а следовательно, и частота $\nu_1 - \nu_2$) выделяется *резонатором*. Заметим, что генерируемые световые волны имеют определенную поляризацию. Например, возможна ситуация, когда волна накачки является необыкновенной волной, одна из генерируемых волн — тоже необыкновенной, а другая — обыкновенной волной.

Используя параметрическую генерацию света, можно осуществить плавную перестройку частоты излучения. Предварительно отметим, что частота ν_1 фиксирована: это есть частота излучения лазера. Что же касается выделяемой резонатором частоты ν_2, то она может иметь, в принципе, любое значение в пределах некоторого интервала частот, верхняя граница которого не превышает ν_1. Предположим, что существует устройство, позволяющее последовательно подстраивать под направ-

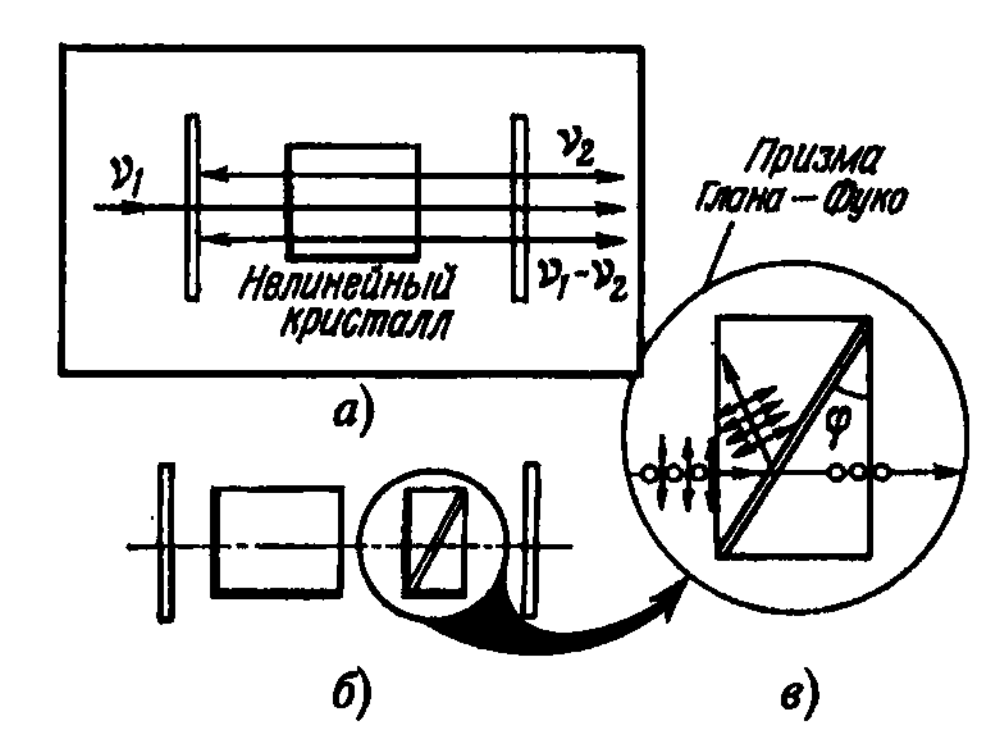


Рис. 3.13. Схемы параметрических генераторов света: *а)* двухрезонаторного, *б)* однорезонаторного с призмой Глана—Фуко; *в)* призма Глана—Фуко

ление оси резонатора направления синхронизма, отвечающие комбинациям, частот ν_2 и $\nu_1 - \nu_2$ при *разных* значениях ν_2. Для этого можно просто слегка *поворачивать* нелинейный кристалл, изменяя угол θ между его оптической осью и осью резонатора. Каждому значению угла θ отвечает своя комбинация частот ν_2 и $\nu_1 - \nu_2$ — та, для которой ось резонатора совпадает с направлением синхронизма. Плавно изменяя угол θ, можно тем самым плавно перестраивать генерируемую частоту ν_2 (а следовательно, и частоту $\nu_1 - \nu_2$).

Существует несколько различных оптических схем параметрического генератора света. Одна из схем показана на рис. 3.13 *а*. Оба зеркала резонатора прозрачны на частоте накачки ν_1. Для более низких частот левое зеркало является полностью отражающим, а правое имеет некий оптимальный коэффициент отражения. Данный параметрический генератор света относится к категории так называемых *двухрезонаторных*. Этим термином подчеркивается тот факт, что здесь генерируются одновременно две световых волны — на частоте ν_2 и на частоте $\nu_1 - \nu_2$ (не два резонатора, а один резонатор, но обеспечивающий одновременную генерацию двух световых волн).

В *однорезонаторном* параметрическом генераторе света генерируется лишь *одна* световая волна, например на частоте ν_2. Чтобы предотвратить генерацию волны на частоте $\nu_1 - \nu_2$, специально повышают потери для такой волны. Это можно сделать, например, поместив в резонатор *поляризационную призму Глана—Фуко* (в том случае, когда поляризации двух генерируемых волн различны, т. е. когда одна из них является обыкновенной, а другая — необыкновенной). Схема такого параметрического генератора света показана на рис. 3.13 *б*. Призма Глана—Фуко в этой схеме пропускает волну на частоте ν_2, но отклоняет волну на частоте $\nu_1 - \nu_2$. Впрочем, до отклонения дело не доходит: волна на частоте $\nu_1 - \nu_2$ в этих условиях попросту не генерируется.

Призма Глана—Фуко представляет собой две призмы из исландского шпата ($CaCO_3$), отделенные друг от друга узким воздушным зазором (см. рис. 3.13 *в*). Оптические оси обеих призм перпендикулярны к плоскости рисунка, угол φ равен $38°30'$. Сквозь призму проходит, не отклоняясь, световая волна, поляризованная перпендикулярно к плоскости рисунка. Волна же, поляризованная в плоскости рисунка, претерпевает отражение на границе кристалла и воздушного зазора.

В настоящее время широко используются параметрические генераторы света на основе кристалла ниобата лития, накачиваемые излучением неодимовых лазеров. В качестве примера отметим параметрический генератор на кристалле ниобата лития, накачиваемый второй гармоникой излучения лазера на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом (длина волны излучения накачки 0,53 мкм). Плавная перестройка длины волны реализуется здесь в интервале 0,5–3,5 мкм с коэффициентом преобразования до 40 %.

Лекция четырнадцатая

3.7. Обращение волнового фронта излучения

Рассмотрим еще одно применение нелинейно-оптических явлений — осуществление автоматической корректировки волнового фронта лазерного излучения.

Суть проблемы. Предположим, что некий лазер дает высококогерентное излучение с почти плоским волновым фронтом, которое, однако, имеет относительно низкую мощность. Для увеличения мощности излучения используют каскад *квантовых оптических усилителей* — активных элементов, в которых за счет накачки обеспечена инверсная заселенность рабочих уровней активных центров. Излучение лазера пропускают через этот каскад усилителей, в результате мощность излучения возрастает. К сожалению, однако, при этом заметно понижается степень когерентности излучения. Неоднородность физических свойств материала, из которого изготовлены активные элементы усилителей, деформации, наведенные в этих элементах из-за механических и тепловых напряжений, а также ряд других факторов неизбежно приводят к тому, что почти плоский вначале волновой фронт излучения оказывается в конечном счете *искаженным*. С увеличением числа усилителей в каскаде растет мощность излучения, но одновременно нарастают и искажения волнового фронта.

Эти искажения — неизбежное явление, наблюдаемое при распространении светового пучка по любому оптическому тракту. Под последним обычно подразумевается каскад усилителей, но может пониматься и воздушная или водная среда, через которую пытаются реализовать, например, передачу оптических

сигналов. Искажения волнового фронта в данном случае будут обусловлены турбулентностями и неоднородностями, присущими любой естественной среде.

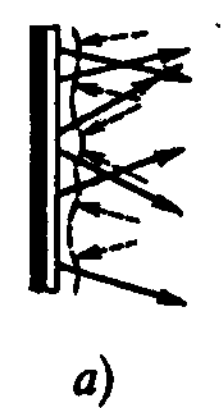
Возникает вопрос: а нельзя ли как-то исправлять искажения волнового фронта, накапливающиеся при распространении излучения по тому или иному оптическому тракту? Нельзя ли осуществлять соответствующую *корректировку волнового фронта* излучения?

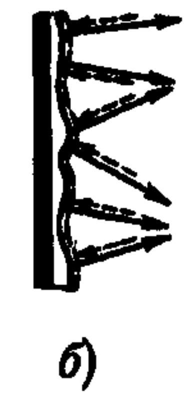
Положительный ответ на этот вопрос был получен, по сути дела, тридцать лет назад — когда было открыто явление *обращения волнового фронта* в нелинейных средах. Тем самым было положено начало интенсивному развитию нового научно-технического направления — так называемой *адаптивной оптики*.

Примечание. Адаптивная оптика изучает физико-технические проблемы создания оптических систем, параметры, режимы работы и даже сама структура которых могут приспосабливаться (адаптироваться) к изменяющимся внешним условиям. Адаптация осуществляется для улучшения характеристик системы, оптимизации ее поведения в тех или иных условиях.

В широком смысле к адаптивным оптическим системам следует отнести все оптические системы с цепями обратной связи, которые позволяют соответствующим образом корректировать характеристики и поведение систем. В более узком смысле под адаптивными оптическими системами понимают системы, в которых реализуется корректировка волнового фронта световых пучков, подвергающегося каким-либо искажающим воздействиям.

От обычного зеркала к «нелинейному зеркалу», обращающему волновой фронт излучения. Предположим, что лазер генерирует излучение с почти плоским волновым фронтом. Это излучение проходит сквозь активный элемент усилителя и затем отражается назад плоским зеркалом. В процессе прохождения через усилитель волновой фронт светового пучка как-то искажается. На рис. 3.14 *а* штриховой линией показано сечение такого фронта вблизи поверхности зеркала; штриховыми стрелками обозначены отвечающие рассматриваемому





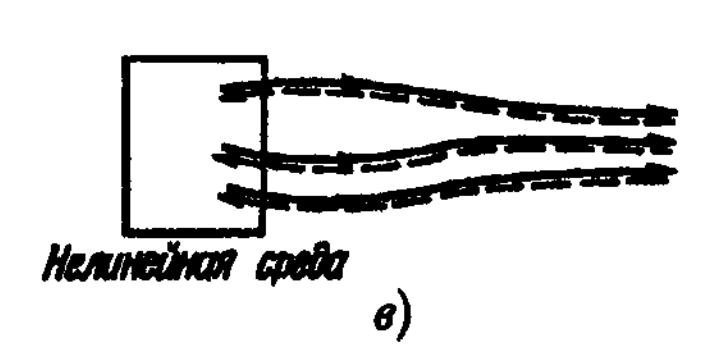


Рис. 3.14. Отражение от плоского (*а*), адаптивного (*б*) и «нелинейного» (*в*) зеркал

фронту световые лучи (напомним, что в каждой точке пространства световой луч перпендикулярен к поверхности волнового фронта). При отражении от зеркала каждый световой луч ведет себя в соответствии с законом отражения: угол падения равен углу отражения. Отраженные световые лучи показаны на рисунке непрерывными стрелками.

Теперь допустим, что вместо плоского зеркала используется зеркало, форма отражающей поверхности которого в точности *повторяет* форму поверхности волнового фронта пучка, падающего на него (см. рис. 3.14 *б*). Такое зеркало с гибкой поверхностью, подстраивающейся под падающий на зеркало волновой фронт, может быть названо *адаптивным*. При отражении от адаптивного зеркала каждый световой луч оказывается повернутым точно на 180° — происходит *обращение волнового фронта*. Отсюда, с учетом обратимости хода световых лучей в оптических системах, заключаем, что каждый отраженный таким образом световой луч будет возвращаться к лазеру *точно по той же* траектории, какую он описал при распространении от лазера к зеркалу. А это означает, что, пройдя дважды через усилитель (вперед и обратно), световой пучок будет иметь в конечном итоге *тот же* волновой фронт, какой он имел, выходя из лазера. Обратив волновой фронт пучка, адаптивное зеркало выполнило, таким образом, необходимую корректировку, учитывающую искажения, вносимые усилителем. В итоге получим усиленное по мощности излучение с первоначальным волновым фронтом (интенсивное излучение с высокой степенью когерентности).

Однако каким образом можно изготовить адаптивное зеркало, в форме поверхности которого учитывались бы искажения волнового фронта пучка, накапливающиеся в конкретном оптическом тракте? Оказывается, что реализовать подобное зеркало совсем нетрудно, если воспользоваться некоторыми нелинейно-оптическими явлениями. Дело в том, что нелинейная среда может обращать волновой фронт светового пучка, посылаемого в эту среду. Иными словами, при определенных условиях

нелинейная среда может функционировать как адаптивное зеркало.

Существенно, что в данном случае нет необходимости выявлять, каким именно искажениям подвергается волновой фронт пучка: «нелинейное зеркало» *автоматически* учитывает эти искажения, поскольку любой световой луч, попавший в объем нелинейной среды, выйдет из нее назад по той же самой траектории, по которой он распространялся, входя в среду (см. рис. 3.14 *в*). Здесь происходит *автоматическая корректировка* волнового фронта, или, иначе говоря, *самокорректировка*. Следует помнить, что термин «нелинейное зеркало» условен, поскольку в действительности здесь нет какой-либо отражающей поверхности; отражение реализуется в *объеме* нелинейной среды.

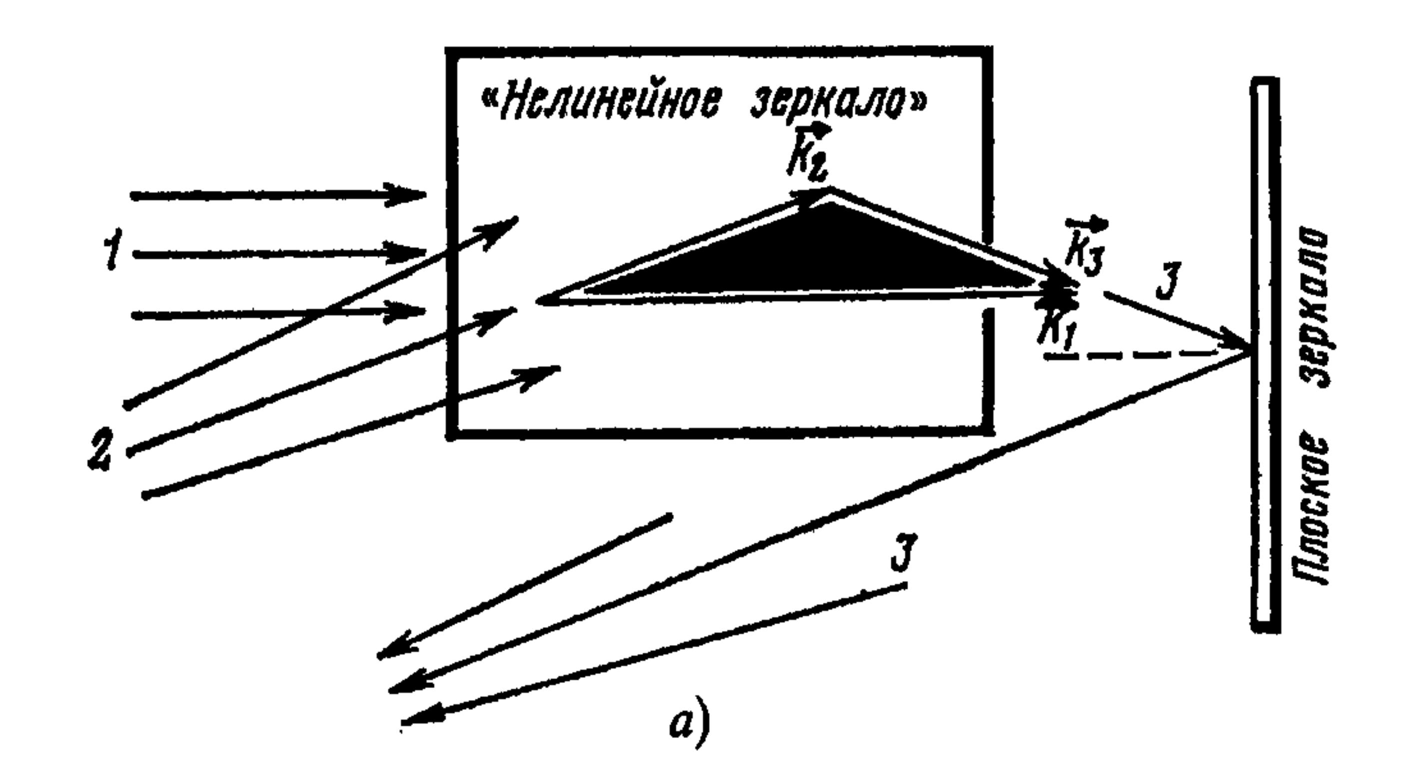
Некоторые нелинейно-оптические явления, приводящие к обращению волнового фронта. Укажем всего лишь два таких явления. Первое: *вынужденное рассеяние света на акустических волнах* (*его обычно называют вынужденным рассеянием Мандельштама—Бриллюэна*). Попадая в среду, световая волна испытывает рассеяние на акустических волнах, порождаемых тепловым движением молекул среды — это есть спонтанное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна. Заметим, что при рассеянии на акустической волне, распространяющейся попутно со световой, частота рассеянного света уменьшается на значение, равное частоте звука: такой рассеянный свет называют *стоксовым* компонентом (по имени английского

физика Стокса). При рассеянии на встречной акустической волне частота рассеянного света увеличивается — появляется *антистоксов* компонент. При *спонтанном* рассеянии света оба компонента (стоксов и антистоксов) имеют незначительную мощность по сравнению с мощностью исходного светового пучка. Иная картина наблюдается при *вынужденном* рассеянии Мандельштама—Бриллюэна, возникающем при достаточно высокой интенсивности света, падающего на среду. Термин «вынужденное» указывает на то, что теперь световая волна рассеивается на акустических волнах, которые она же сама и возбуждает в среде (за счет явления электрострикции). Интенсивность этих волн может стать значительной; в результате будет наблюдаться существенное усиление интенсивности рассеянной световой волны, причем (подчеркнем) только стоксова компонента. При некоторых условиях пространственная структура стоксова компонента, рассеянного назад (на 180°), будет иметь волновой фронт, обращенный по отношению к фронту исходной световой волны.

Другое нелинейно-оптическое явление читателю уже знакомо: оно связано с *взаимодействием световых волн в нелинейной среде*. Обратимся к рис. 3.15 *а*. Плоская световая волна 1 с частотой 2ν и волновым вектором $\vec{k}_1$ взаимодействует в нелинейной среде с пространственно-неоднородной световой волной 2 с частотой ν и волновым вектором $\vec{k}_2$. В результате нелинейная среда переизлучает световую волну 3 с частотой ν и волновым вектором $\vec{k}_3$. Эта волна после отражения от плоского зеркала, ориентированного перпендикулярно к вектору $\vec{k}_1$, превращается в волну с обращенным фронтом (по отношению к волне 2). Волновые векторы связаны друг с другом условием волнового синхронизма:

$$\vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \vec{k}_3. \tag{3.26}$$

Пример лазерной адаптивной системы. Рассмотрим в качестве примера лазерную адаптивную систему, позволяющую получать мощное излучение с высокой степенью когерентности.



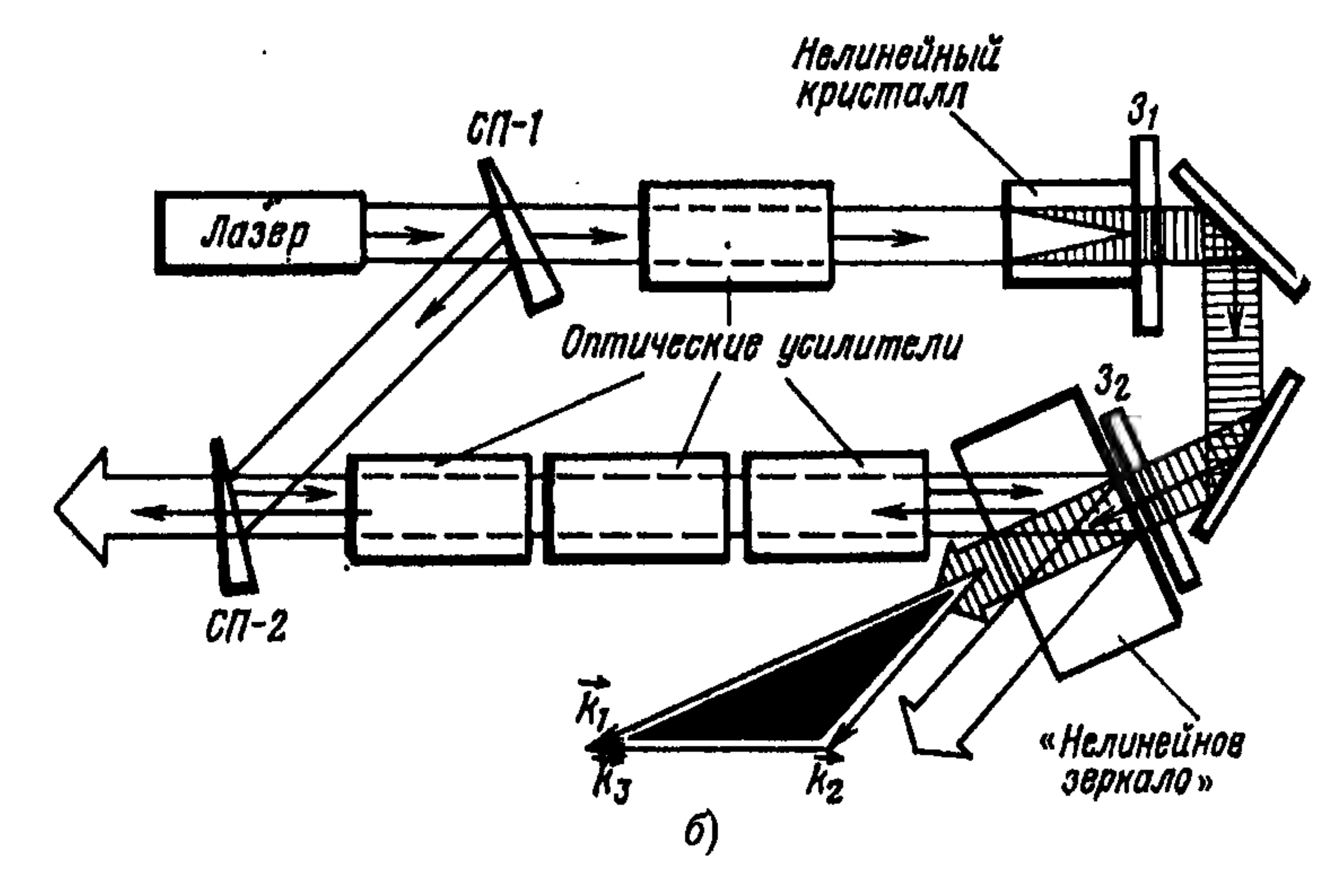


Рис. 3.15. Обращение волнового фронта при взаимодействии световых волн в нелинейной среде (*а*) и пример лазерной адаптивной системы (*б*)

В этой системе используется обращение волнового фронта на основе явления взаимодействия световых волн в нелинейной среде. Оптическая схема рассматриваемой системы приведена на рис. 3.15 *б*.

Задающий маломощный лазер генерирует высококогерентное излучение на частоте ν. Излучение лазера попадает прежде

всего на светоделительную пластинку *СП*-1 и расщепляется на два пучка; наиболее интенсивный проходит сквозь пластинку, а слабый отклоняется. Первый световой пучок дополнительно усиливается, проходя через усилитель, а затем возбуждает в нелинейном кристалле вторую гармонику (световую волну на частоте 2ν). Зеркала $З_1$ и $З_2$ полностью отражают излучение на частоте ν, но свободно пропускают излучение на частоте 2ν. В результате вторая гармоника почти беспрепятственно проходит в нелинейную среду, играющую здесь роль «нелинейного зеркала». Это есть световая волна 1 (частота 2ν, волновой вектор $\vec{k}_1$).

Световой пучок, отраженный от пластинки *СП*-1, затем частично отражается от пластинки *СП*-2, проходит через каскад усилителей и, отразившись от зеркала $З_2$, возвращается в нелинейную среду — это есть световая волна 2 (частота ν, волновой вектор $\vec{k}_2$). Взаимодействие волн 1 и 2 приводит к появлению в нелинейной среде переизлученной световой волны 3 с частотой ν и волновым вектором $\vec{k}_3$, который связан с векторами $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ соотношением (3.26). Волна 3 распространяется навстречу световой волне, идущей от *СП*-2 через каскад усилителей, и имеет волновой фронт, обращенный по отношению к фронту встречной волны. В результате из системы через пластинку *СП*-2 выходит усиленное излучение на частоте ν, имеющее в то же время почти идеальный волновой фронт.

3.8. Отклонение и сканирование светового луча

Общие замечания. Отклонить световой луч можно при помощи соответствующим образом ориентированных *зеркал*, *призм*, *дифракционных решеток* и т. п. Однако на практике часто требуется не просто отклонить лазерный луч, но сделать это очень быстро. Более того, часто требуется быстро и определенным образом менять направление луча (сканировать луч). Здесь *механическое* поворачивание зеркал или призм не годится, так как оно совершается относительно медленно. В подобных случаях используют *немеханические* методы управления лазерным лучом в пространстве.

Устройства, обеспечивающие отклонение, или сканирование, светового луча, называют *оптическими дефлекторами* (от латинского *deflecto* — отклоняю). Различают дефлекторы *непрерывного* и *дискретного* отклонения. Первые используются для непрерывного сканирования луча в пространстве, а вторые — для дискретного. Применяя последние, можно последовательно ориентировать луч в различных определенных направлениях или дискретно менять положение луча в пространстве при неизменном направлении.

На практике широко используются дефлекторы *электрооптического* и *акустооптического* типов. Действие электрооптических дефлекторов основывается на электрооптическом эффекте — изменении показателя преломления среды под действием внешнего электрического поля. В акустооптических дефлекторах используется изменение показателя преломления вследствие механических напряжений в среде, возникающих при распространении в ней акустической волны. Напомним, что электрооптический и акустооптический эффекты рассматривались в § 3.2 — в связи с обсуждением способов модуляции добротности лазерного резонатора.

Электрооптические дефлекторы непрерывного отклонения. Простейший такой дефлектор представляет собой обычную треугольную призму, на торцах которойнаходятся металлические электроды. На эти электроды подается управляющее электрическое напряжение.

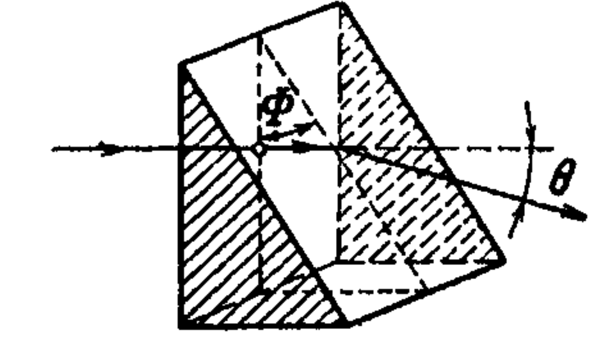


Рис. 3.16. Электрооптический дефлектор непрерывного отклонения

Рассматриваемый дефлектор изображен на рис. 3.16, где штриховкой выделены управляющие электроды. Для простоты полагаем, что световой луч падает на входную грань призмы нормально; в этом случае угол отклонения луча от первоначального направления (угол θ) определяется следующей фор-

мулой:

$$\theta = \arcsin(n \sin \Phi) - \Phi, \qquad (3.27)$$

где Φ — преломляющий угол призмы, n — показатель преломления материала призмы. Значение показателя преломления зависит от напряженности внешнего электрического поля. Изменяя напряжение на электродах, можно плавно менять показатель преломления n, а следовательно, и угол отклонения луча θ.

Поместив на пути луча последовательно два призменных дефлектора, ориентированных под углом 90° друг относительно друга, можно осуществить двумерное сканирование луча.

В электрооптических призменных дефлекторах применяют материалы, обладающие высокой прозрачностью (в требуемом диапазоне длин волн излучения) и обнаруживающие значительный электрооптический эффект. Большим диапазоном изменения показателя преломления под действием поля характеризуются, например, кристаллы танталата-ниобата калия (их называют также кристаллами KTN; химическая формула — $KTa_xNb_{1-x}O_3$, где x может варьироваться от 0 до 1) и титаната бария ($BaTiO_3$). Применяются также кристаллы KDP и DKDP (KH_2PO_4 и $KH_{2(1-x)}D_{2x}PO_4$). Быстродействие рассматриваемых дефлекторов, определяемое минимальным временем, требуемым для переброса луча из одного крайнего положения в другое, имеет порядок 1 мкс.

Акустооптические дефлекторы непрерывного отклонения. Отклонение светового луча в акустооптическом дефлекторе можно рассматривать как результат дифракции света на ультразвуковой волне в среде. В соответствии с (3.7) заключаем, что угол отклонения луча

$$\theta = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2\Lambda}\right). \qquad (3.28)$$

Изменяя частоту ультразвука, а следовательно, и длину волны Λ, можно плавно менять угол отклонения луча θ.

Для ультразвуковых дефлекторов используют прозрачные материалы с относительно высоким показателем преломления и хорошей фотоупругостью. Перспективными материалами считаются, в частности, молибдат свинца ($PbMoO_4$) и паро-теллурит (TeO_2).

Быстродействие рассматриваемых дефлекторов ограничено временем $\tau = d/v_0$, где d — диаметр отклоняемого светового пучка, v_0 — скорость звука в среде. Если $d = 1$ см, $v_0 = 2 \cdot 10^3$ м/с, то $\tau = 5$ мкс.

Электрооптический дефлектор дискретного действия. На рис. 3.17 изображена оптическая схема электрооптического дефлектора, позволяющего за 1 мкс менять положение в пространстве светового луча при сохранении его направления. Стрелками показаны световые лучи. Здесь K_1 и K_2 — одинаково ориентированные в пространстве двулучепреломляющие кристаллы (например, $CaCO_3$), 1 и 2 — ячейки Поккельса, которые при подаче на них электрического напряжения поворачивают на 90° плоскость поляризации луча (для этого надо ориентировать направление поля в обеих ячейках под углом 45° к направлению поляризации исходного светового луча, см. § 3.2). Ориентация кристаллов K_1 и K_2 такова, что исходный луч является для них обыкновенным лучом (поляризован перпендикулярно к плоскости главного сечения кристаллов).

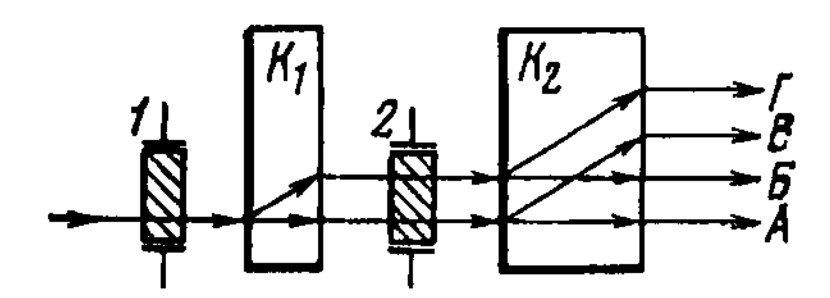


Рис. 3.17. Электрооптический дефлектор дискретного действия (двухкаскадная схема)

Пусть обе ячейки выключены (напряжение не подано). Световой луч, проходя через кристаллы K_1 и K_2, не отклоняется, являясь для них обыкновенным лучом; из дефлектора луч выходит в положении A. Пусть обе ячейки включены. Теперь при прохождении ячейки 1 плоскость поляризации луча поворачивается на 90°, он становится для кристалла K_1 необыкновенным лучом и отклоняется в нем. После поворота

плоскости поляризации в ячейке 2 луч подходит к кристаллу K_2 как обыкновенный и в нем не отклоняется. В итоге из дефлектора луч выходит в положении *Б*.

Легко сообразить, что, если выключить ячейку 1, но включить ячейку 2, луч выйдет из дефлектора в положении *В*. Наконец, при включении ячейки 1 и выключении ячейки 2 реализуется конечное положение луча *Г*.

Для простоты мы ограничились *двухкаскадной* схемой. При наличии в схеме N каскадов число возможных положений луча на выходе дефлектора равно 2^N. В современных дефлекторах такого типа уверенно реализуются 1024 положения, что соответствует десяти каскадам в схеме.

Упражнения

1. Какой диапазон частот соответствует диапазону длин световых волн 0,1–10 мкм?
2. Длина световой волны составляет 0,6 мкм. Чему равна энергия фотона?
3. Добротность оптического резонатора — $2 \cdot 10^7$; длина волны излучения — 0,6 мкм. Найти коэффициент потерь.
4. Предположим, что все линейные размеры резонатора (его длина, радиусы кривизны зеркал, апертуры зеркал) увеличились в два раза. Будет ли новый резонатор эквивалентен исходному?
5. Предположим, что апертуры зеркал резонатора увеличились в два раза. Как надо при этом изменить остальные параметры рассматриваемого пассивного резонатора, чтобы новый резонатор оказался эквивалентным исходному?
6. Длина резонатора — 0,5 м; начальный коэффициент усиления — 0,1 $м^{-1}$. Коэффициент потерь (без учета излучательных потерь) равен 0,081 $м^{-1}$. Найти оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала резонатора.
7. Рассматривается лазер на рубине; в качестве зеркал резонатора используются специально обработанные торцы рубинового стержня. Найти частотный интервал между центрами двух соседних продольных мод, если длина резонатора — 0,6 м. Показатель преломления рубина — 1,76.
8. Предположим, что вся световая мощность лампы накачки без потерь поглощается активными центрами лазера на рубине; при этом активные центры (ионы хрома) переходят в состояние $^4F_1$, откуда затем попадают на верхний

рабочий уровень. Используя рис. 2.4, оценить КПД лазера в рассматриваемом случае.

9. Известно, что КПД лазеров на рубине ниже 1 %, т. е. существенно меньше значения, получаемого в предыдущем упражнении. Чем это объясняется?
10. Доказать, что при угле падения, равном углу Брюстера, отраженный и преломленный световые лучи взаимно перпендикулярны.
11. Какова геометрия оптического резонатора, имеющего на диаграмме устойчивости (см. рис. 2.28) координаты $g_1 = g_2 = 2$?
12. Какова геометрия оптического резонатора, имеющего на диаграмме устойчивости (см. рис. 2.28) координаты $g_1 = 1$, $g_2 = 1/2$?
13. Используя рис. 2.29, оценить угол расходимости выходящего из резонатора светового пучка, если длина волны излучения — 0,5 мкм, а длина резонатора — 0,5 м.
14. Световой пучок проходит сквозь акустооптический затвор из плавленого кварца. Диаметр светового пучка внутри затвора — $d = 1{,}2$ мм; скорость звука в кварце — $v = 6 \cdot 10^3$ м/с. Оценить быстродействие (время переключения) затвора.
15. Лазер генерирует регулярную последовательность световых импульсов с частотой следования $f = 1$ МГц (режим разгрузки резонатора). Длительность отдельного импульса — $\tau = 20$ нс, средняя мощность генерируемого излучения — $I = 10$ Вт. Оценить мощность световых импульсов в максимуме.
16. Ширина линии усиления лазера на рубине — $6 \cdot 10^9$ Гц. Используя результат, полученный в упражнении 7, найти максимально возможное число продольных мод для рассматриваемого лазера.
17. Лазер работает в режиме генерации гигантских импульсов. Энергия импульса накачки — 1 кДж; КПД лазера — 0,5 %; длительность высвечиваемого гигантского импульса — 10 нс. Оценить мощность гигантского импульса в максимуме.

Ответы
(с пояснениями)

1. От $3 \cdot 10^{13}$ до $3 \cdot 10^{15}$ Гц.
2. 2 эВ.
3. Используя (1.26), находим, что коэффициент потерь равен 0,5 $м^{-1}$.
4. Не будет. У нового резонатора число Френеля вдвое больше, чем у исходного; см. (1.32).
5. Надо увеличить в 4 раза длину резонатора и радиусы кривизны зеркал; см. (1.32).
6. Согласно (1.49), оптимальный коэффициент излучательных потерь составляет 0,009 $м^{-1}$. Далее воспользуемся соотношением (1.51); учтем, что при $x \ll 1$ можно принять $e^x = 1 + x$. В результате находим, что оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала равен в данном случае 99 %.
7. Согласно (1.55), искомый частотный интервал равен $1{,}4 \times 10^8$ Гц.
8. В рассматриваемом случае КПД лазера определяется отношением энергии фотона генерируемого излучения к энергии фотона излучения накачки. Согласно рис. 2.4, это отношение равно примерно $1{,}5/2{,}5 = 0{,}6$. Итак, искомый КПД составляет 60 %.
9. Дело в том, что далеко не вся энергия накачки поглощается активными центрами. Кроме того, часть возбужденных центров переходит не на верхний рабочий уровень, а сразу на основной уровень.

10. Пусть β — угол преломления; надо доказать, что $\beta + \alpha = 90°$ (α — угол падения, равный углу Брюстера). Учитывая, что $\sin\alpha/\sin\beta = n$ и $\operatorname{tg}\alpha = n$, заключаем: $\sin\beta = \cos\alpha$. Отсюда видно, что углы α и β дополняют друг друга до 90°, что и требовалось доказать.
11. Из (2.1) следует, что у рассматриваемого резонатора $r_1 = r_2 = -L$. Это есть неустойчивый резонатор, образованный двумя выпуклыми зеркалами, радиусы кривизны которых равны длине резонатора.
12. Из (2.1) видно, что $r_1 = \infty$ и $r_2 = 2L$. Это есть устойчивый резонатор, образованный плоским зеркалом и вогнутым зеркалом с радиусом кривизны, равным удвоенной длине резонатора.
13. Исходя из рис. 2.29, заключаем, что угол расходимости, измеряемый в радианах, приближенно определяется отношением $2\rho/L$. Используя (2.4), находим, что он равен примерно 0,001 рад, что соответствует 3,5 угловым минутам.
14. Время переключения затвора можно оценить как $d/v = 2\cdot 10^{-7}$ с.
15. Искомую мощность можно оценить как $I/(\tau f) = 500$ Вт.
16. Около 40.
17. Энергия гигантского импульса составляет 5 Дж. Разделив эту энергию на длительность импульса, находим его мощность в максимуме: она составляет $5\cdot 10^5$ кВт.